Office - Peters Hall

JUL 8 1927

Not to be Drawn

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von Johannes Stark

Herausgeber:

Prof. Dr. P. Debye, Prof. Dr. F. Harms und Prof. Dr. R. Seeliger

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Reichsmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Reichsmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Reichsmark —.35, Beilagen mit Reichsmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 11. Ausgegeben am 1. Juni 1927. No. 735. Printed in Germany. 28. Jahrgang.

INHALT:

H. Benndorf, Zur Erinnerung an Franz Exner. S. 397—409.

Originalmitteilungen:

J. Dejmek, Zur Kenntnis einer allgemeinen Eigenschaftsfunktion mischkristallfreier Aggregate. S. 409—417.

K. Lichtenecker, Über die gemeinsame Wurzel des logarithmischen Mischungsgesetzes und des Ansatzes für die Entropiefunktion. S. 417—418.

S. Mizushima, Anomale Dispersion und Absorption elektrischer Wellen. S. 418 bis 421.

J. Stark, Neue Tatsachen betreffend die Axialität der Lichtemission und der Struktur chemischer Atome. S. 421—427.

Besprechungen:

J. Nikuradse, Untersuchung über die Geschwindigkeitsverteilung in turbulenten Strömungen. S. 427.

F. Dönch, Divergente und konvergente Strömungen mit kleinen Öffnungswinkeln. S. 427.

E. Schrödinger, Abhandlungen zur Wellenmechanik. S. 428.

Berichtigung. S. 428.

Tagesereignisse. S. 428.

Personalien. S. 428.

Angebote. S. 428.

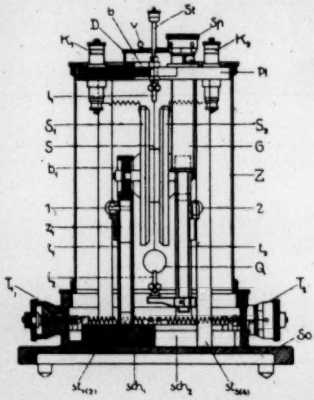
Gesuche. S 428.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Mit einer Beilage von S. Hirzel in Leipzig u. Berlin, betreffend: Handbuch der anorganischen Chemie Bd. IV, I. Abt., I. Hälfte.

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.



Saiten-Elektrometer

nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923. Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

R. LADENBURG

PLANCKS ELEMENTARES WIRKUNGSQUANTUM UND DIE METHODEN ZU SEINER MESSUNG

62 Seiten. Mit 12 Abbildungen. 1921. M. 2.—

Die grundlegende Bedeutung von Plancks elementarem Wirkungsquantum wird am besten durch die Tatsache beleuchtet, daß wir heute, 20 Jahre nach Plancks Entdeckung dieser Konstanten, 5 oder 6 verschiedene Methoden kennen, die ihren numerischen Wert auf etwa 2 Promille übereinstimmend zu messen erlauben. Dieses Wirkungsquantum gibt, wie es scheint, den Schlüssel zur Erforschung des Atombaus. Eine kritische Besprechung der verschiedenen Meßmethoden dieser Konstante mit einer kurzen theoretischen Herleitung und einem ausführlichen Literaturverzeichnis ist daher für alle diejenigen nützlich, die sich schnell über den Gegenstand unterrichten wollen. Diese sehr lesenswerte Arbeit ist erstmalig im Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik erschienen und liegt nun im erweiterten Abdruck vor. Gerade der experimentelle Teil wird den Lesern viel Anregung geben können. (Zeitschr. f. physik. u. chem. Unterricht)

VERLAG S. HIRZEL / LEIPZIG C 1

Tesla

bis ½ Kilowatt-Leistung, zum direkten Anschluß an die Lichtleitung, verblüffende Leistungen

*

Alle Hochspannunggeräte

Als Spezialität:

Moderne Röntgenapparaturen höchster Leistung

*

Fordern Sie ausführliche Listen

*

Dr. B. Thieme

Fabrik wissenschaftl.-techn. Apparate

Berlin-Tempelhof

Kaiser-Corso 3 / Gegründet 1908

(vormals Baltic-Werke Berlin-Düren-Warnemünde)

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 11. 1. Juni 1927. Redaktionsschluß für No. 13 am 10. Juni 1927. 28. Jahrgang.

INHALT:

H. Benndorf, Zur Erinnerung an Franz Exner. S. 397.

Originalmitteilungen:

Joh. Dejmek, Zur Kenntnis einer allgemeinen Eigenschaftsfunktion mischkristallfreier Aggregate. S. 400.

K. Lichtenecker, Über die gemeinsame Wurzel des logarithmischen Mischungsgesetzes und des Ansatzes für die Entropiefunktion. S. 417.

S. Mizushima, Anomale Dispersion und Absorption elektrischer Wellen. S. 418.

J. Stark, Neue Tatsachen betreffend die Axialität der Lichtemission und der Struktur chemischer Atome. S. 421.

Besprechungen:

J. Nikuradse, Untersuchung über die Geschwindigkeitsverteilung in turbulenten Strömungen. S. 427.

F. Dönch, Divergente und konvergente Strömungen mit kleinen Öffnungswinkeln. S. 427.

E. Schrödinger, Abhandlungen zur Wellenmechanik. S. 428.

Berichtigung. S. 428.

Tagesereignisse. S. 428.

Personalien. S. 428.

Angebote. S. 428.

Gesuche. S. 428.

Zur Erinnerung an Franz Exner.

Von Hans Benndorf.

Am 15. November des vergangenen Jahres haben wir Franz Exner zu Grabe getragen. Ein sanfter, schmerzloser Tod hat den 77jährigen vor Siechtum und schweren Leiden bewahrt und einem ungewöhnlich reichen Leben den versöhnenden Abschluß gegeben.

Mit Exner ist ein Naturforscher im besten Sinne des Wortes dahingegangen und zugleich einer jener seltenen Menschen, deren Leben uns das Ideal wahrer Bildung verkörpert.

Möchte es diesen Zeilen gelingen, auch dem Fernerstehenden ein Bild von dem Wirken dieses Mannes, meines Lehrers und väterlichen Freundes zu entwerfen, das einigermaßen dem gleicht, das wir, seine Schüler und alle, die das Glück hatten, ihm näher zu treten, lebendig im Herzen tragen.

Franz Serafin Exner wurde als der jüngste von 5 Geschwistern im Jahre 1849 in Wien geboren. Sein Vater, Franz Exner, stammte aus einer preußisch-schlesischen Familie und wurde ein Jahr vor der Geburt des jüngsten Sohnes aus Prag, wo er an der Universität die Professur für Philosophie innehatte, nach Wien berufen, um als Mitarbeiter des Grafen Leo Thun zusammen mit Bonitz die Reform des vormärzlichen österreichischen Unterrichtswesens durchzuführen. Erst diese Reform, an der der bedeutende und ideenreiche Exner vornehmlichen Anteil hatte, befreite die österreichischen Universitäten von der Zensur, gab ihnen Lehr- und Lernfreiheit und hob sie damit auf das Niveau der reichsdeutschen Universitäten.

Sehr frühzeitig verloren die Kinder den Vater und auch bald darauf die feinsinnige, der Prager Kaufmannsfamilie Dusensy entstammende Mutter. Die fünf Geschwister waren auf sich selbst gestellt, allerdings unter sorglicher Obhut von Freunden des väterlichen Kreises. Da war vor allem der Philologe Bonitz, der Physiker Christian Doppler und der Hofrat Mozart, ein Jugendfreund des Vater Exner und entfernter Verwandter des Tondichters, lauter geistig sehr hochstehende Männer, die maßgebenden Einfluß auf die jungen Exner's gewannen. Die Atmosphäre, die diesen Kreis umgab, mußte nachhaltig auf die jungen Gemüter wirken und in ihnen die Liebe und den Hang zur Wissenschaft wecken. Es ist daher wohl

kein Zufall, daß den vier Brüdern die akademische Laufbahn von früher Jugend an als Lebensziel vor Augen stand. Sie haben alle, ein seltener Fall bei vier Brüdern, dieses Ziel erreicht. Der Älteste, Adolf, hatte als Nachfolger Iherings den Lehrstuhl für römisches Recht an der Universität Wien inne. Karl, der zweite Sohn, war bis zu seinem 50. Jahre Gymnasiallehrer, habilitierte sich dann und wurde Professor der theoretischen Physik in Innsbruck; er hat sich einen Namen gemacht durch seine Untersuchungen über die Szintillation der Sterne und die Übersetzung, bzw. Neubearbeitung von Verdets Optik. Siegmund war Schüler und Nachfolger Brückes in Wien und hat bahnbrechende Arbeiten auf dem Gebiet der Sinnes- und Hirnphysiologie gemacht. Der Jüngste, Franz, schließlich wurde Nachfolger Loschmidts in Wien. Man kann sich nicht leicht verschiedenere Naturen als diese vier Brüder denken, aber alle waren sie hochbegabt und vielseitig gebildet; von tiefem sittlichen Ernst erfüllt, hat jeder von ihnen in seiner Wissenschaft Bedeutendes geleistet. Auch ihre Schwester Marie v. Frisch war eine geistig hochstehende und feinsinnige Frau; ihr Name ist weiten Kreisen durch den entzückenden Briefwechsel, den Gottfried Keller mit ihr geführt hat, bekannt geworden.

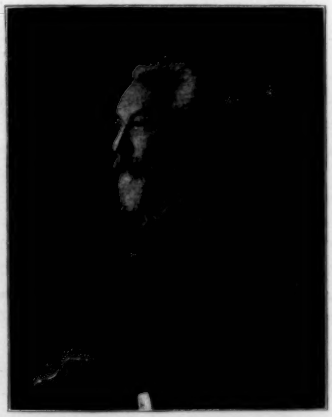
So wuchs Franz Exner in einer geistig höchst angeregten Umgebung auf. In den Jahren 1860—67 absolvierte er das Gymnasium in Wien. Einiger hervorragender Lehrer aus dieser Zeit hat er stets mit besonderer Dankbarkeit gedacht. Obzwar ein mittelmäßiger Schüler und vorwiegend seine Interessen den Naturwissenschaften zuwendend, hat er doch auch die antiken Sprachen genügend gründlich erlernt, um noch als alter Mann die Klassiker im Urtext lesen zu können, was er stets mit Genugtuung der jüngeren Generation gegenüber hervorhob. Er blieb ein unbedingter Anhänger der humanistischen Bildung und meinte, nichts beweise mehr die Notwendigkeit humanistischer Studien als alle die Angriffe, die von deren Gegnern vorgebracht werden. Besonderen Einfluß haben in dieser Zeit auf ihn die Schriften A. v. Humboldts gehabt, so daß er zuerst vorhatte, physische Geographie zu studieren. Aber auch Philosophen zu lesen hatte er das Bedürfnis und hat später öfters betont, daß er in dieser Zeit dem Studium der Metaphysik Herbarts viel Anregung verdankt habe.

Da Exner jedoch schon auf dem Gymnasium erkannt hatte, daß gründliche physikalische Kenntnisse die Vorbedingung für eine erfolgreiche Beschäftigung mit physischer Geographie seien, wandte er sich, als er im Herbst 1867 die Wiener Universität bezog, der Physik zu und wurde dann dauernd von ihr festgehalten.

Obwohl damals vorzügliche Männer als Lehrer der Physik an der Wiener Universität wirkten, vor allem J. Stefan, dann J. Loschmidt und V. v. Lang, fehlte fast vollkommen die Gelegenheit zu experimenteller Laboratoriumsarbeit. Zwar war Wien die erste deutsche Universität, die ein staatliches physikalisches Institut besaß, das auf Anregung Chr. Dopplers schon im Jahre 1850 gegründet worden war, aber dieses Institut war in vollkommen unzureichenden Räumlichkeiten untergebracht und seine instrumentelle Einrichtung war geradezu kläglich. Während es in Deutschland zur Zeit, als Exner seine Studien begann, bereits eine Reihe großer physikalischer Institute gab, in denen der Laboratoriumsunterricht blühte, verfügte Lang, der eigentliche Experimentalphysiker, da Stefan, der Theoretiker, Leiter des physikalischen Institutes war, über keine eigenen Räumlichkeiten, keinen Assistenten und nur ein höchst kümmerliches Instrumentarium; so konnte von einem systematischen Unterricht im Experimentieren nicht die Rede sein und die physikalische Ausbildung beschränkte sich auf den allerdings vorzüglichen theoretischen Unterricht. Die erste Anleitung zum wissenschaftlichen Arbeiten empfing Exner von Lang, der

auch auf seine weitere Entwicklung den größten Einfluß nahm. Mit besonderer Dankbarkeit gedachte Exner auch des anregenden Verkehres mit Loschmidt, den er als Mensch und Physiker gleich hoch schätzte. Ein Gedenkwort aus Anlaß von Loschmidts 100. Geburtstag aus der Feder Exners entwirft ein anziehendes Bild dieses ungewöhnlichen Mannes.

Durch Stundengeben während des ersten Studienjahres hatte sich Exner die Mittel verschafft, seinen sehnlichsten Wunsch zu erfüllen und Italien kennen zu lernen. Im Sommer 1868 führte ihn seine Reise von Triest über Venedig, Florenz, Pisa, Genua, Mailand nach Tirol; sie war, wie Exner selbst sagte, von nachhaltigstem Einfluß auf sein ganzes weiteres Leben und hinterließ in der Seele des jungen, für alles Schöne so empfänglichen Mannes, unauslöschliche Eindrücke. Auf dieser Reise erst kam ihm voll zum Bewußtsein, daß die Wissenschaft doch nur zum Teil die Kultur der Menschheit bestimmt und daß die Kunst in ihrer Wirkung der Wissenschaft mindestens ebenbürtig ist.



Exners zweites Studienjahr fiel mit dem Einjährigenjahr zusammen, da auch in Österreich nach 1866 die allgemeine Wehrpflicht eingeführt worden war; seiner Natur war jeglicher Zwang so zuwider, daß er besonders unter dem militärischen Drill litt und auch als Reserveoffizier die Waffenübungen nur als Qual empfand.

Sein drittes Studienjahr verbrachte er, um etwas größere Verhältnisse, wenigstens was die Institute anlangt, kennen zu lernen, in Zürich, wo sein Bruder Adolf als Lehrer des römischen Rechtes wirkte. Physiker in Zürich waren damals Mousson und der junge Kundt, der sein spezieller Lehrer wurde. Damals lernte Exner zuerst den wissenschaftlichen Betrieb in einem großen Institut kennen und den Wert der gemeinsamen Arbeit mit anderen jungen Leuten schätzen, von denen ihm Schneebeli, der spätere Nachfolger Kundts und Röntgen besonders nahe traten. Da Kundt zu Ostern 1870 einem Ruf nach Würzburg folgte, widmete sich Exner im Sommersemester dieses Jahres hauptsächlich der Chemie bei Wislicenus. Der Aufenthalt in Zürich war auch deshalb von großer Bedeutung für Exner, weil er durch seinen Bruder Adolf Zutritt zu einem höchst anregenden Kreis bedeutender Männer fand. Es waren darunter außer Kundt und Wislicenus der Physiologe Hermann, der Schriftsteller Johannes Scherr, Gottfried Kinkel, Gottfried Semper der Architekt und Gottfried Keller; auch meinen Vater den Archäologen Benndorf lernte Exner dort kennen und erhielt von ihm die ersten Anregungen auf dem Gebiet der antiken Kunst. Von dieser Zeit datiert eine innige Freundschaft dieser beiden Männer, die durch mehr als ein Menschenalter beiden Teilen eine Quelle ständiger Anregung war.

Inzwischen war im Herbst 1870 der deutsch-französische Krieg ausgebrochen, weshalb Exner in Wien blieb und das nächste Jahr zur Vorbereitung für die Rigorosen verwendete. Im Juli 1871 wurde er zum Doktor promoviert. Damals wurde neben der Fach- und philosophischen Prüfung

noch eine dritte Prüfung aus Geschichte verlangt. Exner hat diesen Zwang, den Gang der Historie noch einmal kursorisch durchzunehmen, wenigstens in seiner Wirkung wohltätig empfunden und es entspricht ganz seiner auf das Allgemeine gerichteten Sinnesart, daß er die Abschaffung dieser Prüfung sehr bedauert hat, weil dadurch das philosophische Doktorat seines universellen Charakters entkleidet und auf das Niveau einer Fachprüfung herabgedrückt worden sei. Im Herbst 1871 nach Beendigung des Krieges ging Exner wieder zu Kundt nach Würzburg, bei dem er neben Röntgen, der Kundts eigentlicher Assistent war, eine unbesoldete Assistentenstelle bekleidete. Hier hatte er Gelegenheit, bei Prym die neuere Funktionentheorie kennen zu lernen und vollendete auch eine bereits in Zürich begonnene Arbeit: „Bestimmung der Temperatur, bei welcher das Wasser das Maximum seiner Dichte hat". Kundt selbst war damals intensiv mit seinen Untersuchungen über anormale Dispersion beschäftigt.

Zu Ostern 1872 folgte Exner Kundt als „Erster Assistent des Deutschen Reiches", wie er scherzhaft nach Hause schrieb, an die neugegründete Reichsuniversität Straßburg und blieb in dieser Stellung bis zum Ende des Jahres 1873. Hier gab es natürlich sehr viel Arbeit. Das alte Laboratorium war teilweise zerschossen, die meisten Apparate waren von den Franzosen fortgeschafft worden, so daß das Institut sozusagen ganz neu eingerichtet werden mußte. Trotz angestrengter Assistententätigkeit konnte aber Exner noch im Herbst seine Arbeit „Über die Härte an Kristallflächen" abschließen, die dann im nächsten Frühjahr von der Wiener Akademie mit dem Baumgartner-Preis ausgezeichnet wurde. Obwohl Exner anregenden Verkehr hatte, außer mit Kundt und Warburg mit dem Mathematiker Christoffel, dem Astronomen Winnecke und manchen andern, klingen die Briefe aus jener Zeit ziemlich trübselig. Exner litt offenbar unter der ausschließlich einseitigen wissenschaftlichen Beschäftigung, wenigsten schrieb er einmal „Tag für Tag, von 8 Uhr früh bis 10 Uhr nachts nichts als Physik und wieder Physik, das hält kein anständiger Mensch aus". Es fehlte ihm sehr, daß sich in Straßburg keine Gelegenheit fand, irgendwelche künstlerischen Eindrücke, vor allem Musik, in sich aufzunehmen. Auch scheint Exner die etwas autokratische Art Kundts nicht zugesagt zu haben; sie hat ihn schließlich veranlaßt im November 1873 seine Assistentenstelle niederzulegen und nach Wien zurückzukehren. In späteren Jahren hat Exner jedoch oft betont und anerkannt, wie wichtig die Straßburger Zeit für seine Ausbildung gewesen sei und wie viel er dort zu lernen Gelegenheit gehabt habe. In Straßburg entstanden auch zwei kleinere Arbeiten, eine mit Röntgen zusammen „Über eine Anwendung des Eiskalorimeters zur Bestimmung der Intensität der Sonnenstrahlung" und eine „Über die Abhängigkeit der Elastizität des Kautschuks von der Temperatur".

Mit der Straßburger Assistentenzeit hatten Exners Lehr- und Wanderjahre ihren Abschluß gefunden. Nach Wien zurückgekehrt habilitierte er sich im Sommer 1874 mit einer Arbeit „Über die Diffusion durch Flüssigkeitslamellen" und trat dann zum zweiten Male eine Reise nach Italien an, die ihn bis nach Sizilien führte. Ein längerer Aufenthalt in Rom war von nachhaltiger Wirkung auf ihn, da er dort Gelegenheit fand, viel in Malerkreisen zu verkehren und auch Gregorovius persönlich kennen zu lernen. Im Herbst 1874 wurde er Assistent bei Lang und übernahm gleichzeitig eine Honorardozentur an der Hochschule für Bodenkultur, die ihm Gelegenheit gab, Vorlesungen vor einem größeren Hörerkreis zu halten. Inzwischen hatten sich die Institutsverhältnisse in Wien ein klein wenig verbessert. Lang hatte in einem Mietshause in der Türkenstraße ein paar Zimmer als „Physikalisches Kabinett", eine kleine Dotation und einen Assistenten erhalten; auch Stefan sowie Loschmidt waren in dasselbe Haus gezogen. So war nach

25jährigem Provisorium ein neues Provisorium für das Physikalische Institut geschaffen, das im ganzen 60 Jahre dauern sollte, bis die Physik kurz vor dem Weltkrieg in den prächtigen Neubauten eine würdige Unterkunftsstätte fand.

Im Jahre 1876 hatte Exner wieder Gelegenheit eine größere Reise nach Griechenland, Kleinasien und Konstantinopel zu unternehmen. Und eine Unternehmung war dies zu jener Zeit wirklich, wo es noch keine Eisenbahnen, keine Hotels, keine Reisehandbücher gab, er hat uns öfter davon erzählt, wie er damals den Peloponnes durchquerend von Olympia über Argos, Korinth nach Athen wanderte, die Reisebeschreibung des Pausanias als einzigen Führer benutzend und wie er immer aufs neue erstaunt war, wie unverändert alles in der Zeit von mehr als anderthalb Jahrtausenden geblieben zu sein schien.

Man wird sich vielleicht wundern, daß ich in einer Lebensskizze in einer physikalischen Zeitschrift so eingehend von diesen Reisen berichte. Aber wer Exner gekannt hat, weiß, wie sehr Lebenselement, ja Lebensnotwendigkeit ihm diese Reisen waren. So wie ein Schwimmer, der unter Wasser schwimmt, immer von Zeit zu Zeit an die Oberfläche kommt, um Luft zu schöpfen, so mußte Exners schönheitsdurstige Seele in unmittelbarer Berührung mit Kunst und Natur sich wieder verjüngen. Er ist in späteren Jahren wohl mehr als 20mal in Italien gewesen, suchte und fand dort stets, auch nach schweren Erlebnissen, Trost und Erquickung.

Im Frühjahr 1877 heiratete Exner Auguste Bach, eine liebenswürdige, sehr gescheite, junge Wienerin. Der überaus glücklichen Ehe waren nur wenige Jahre beschieden. Nachdem sie ihm zwei hochbegabte Töchter geschenkt hatte, erlag seine Frau einer tückischen Krankheit. Dieser Schicksalsschlag drückte das überaus empfindsame und schweren Erlebnissen nicht gewachsene Gemüt Exners ganz zu Boden. Wir haben es der zarten, verständnisvollen Teilnahme seiner Jugendfreundin Friederike Schuh, der Enkelin des Freiherrn von Reichenbach, des Entdeckers des Paraffins, zu danken, daß er dem Leben zurückgewonnen wurde. Sie wurde dann seine Lebensgefährtin, die ihn mit nimmermüder Fürsorge bis zum Lebensabend betreut hat. Friederike war eine Frau, wie sie Exner brauchte. Selbst künstlerisch begabt, war sie voll Verständnis für Exners Eigenart und verstand, ihm alle kleinlichen Sorgen des Alltags fernzuhalten. Wenn seine Witwe, die liebe, alte Frau, nun auch schon hochbetagt, ihre traurigen Gedanken in die Vergangenheit schweifen läßt, möge ihr das Bewußtsein ein Trost sein, daß es nicht zum kleinsten Teil ihrer opferwilligen Fürsorge, die alle eigenen Wünsche stets zurücktreten ließ, zu danken ist, wenn Exners reiche Persönlichkeit sich nach allen Seiten frei entfalten und aus seinem Reichtum mit vollen Händen spenden konnte, denen, die ihm nahe traten.

Im Jahre 1879 wurde Exner Extraordinarius und damit begann, wie das ja in der Natur der Sache liegt, die fruchtbarste Periode wissenschaftlicher Tätigkeit. 1883 übernahm er die Redaktion von Carls Repertorium der Experimentalphysik, was ihn in regen Briefwechsel mit vielen Fachgenossen brachte; 1885 zeichnete ihn die kaiserliche Akademie der Wissenschaften durch Wahl zum korrespondierenden Mitglied aus, im Winter 1888/89 reiste er im Auftrag der Akademie nach Ägypten und Indien, um in einem sehr trockenen und einem sehr feuchten Klima luftelektrische Messungen anzustellen; 1891 wurde er nach Loschmidts Tode dessen Nachfolger und erreichte so im 43. Lebensjahr das Ordinariat, das Ziel seiner Jugendträume.

Im chemisch-physikalischen Institute, das Exner als Erbe Loschmidts übernahm, begann nun regstes wissenschaftliches Leben. Der Name dieses Institutes war zu einer Zeit geschaffen worden, in der es noch keine offiziell anerkannte Wissenschaft „Physikalische Chemie“ gab, um für Loschmidt

unter diesem Namen vom Finanzministerium eine dritte Lehrkanzel für Physik erreichen zu können. Später erhielt es die Bezeichnung „Zweites physikalisches Institut". Das Institut bestand aus je 3 Zimmern mit einem Vorzimmer, im zweiten, dritten und vierten Stock des Hoftraktes des Mietshauses in der Türkenstraße. Aus zwei Zimmern war durch Wegreißen der Zwischenwand ein Hörsaal ohne Bänke und aufsteigendes Podium hergestellt, die Studenten saßen auf Stühlen und mußten auf den Knien schreiben. Der Fußboden war ein ganz alter, von klaffenden Spalten durchzogener Parkettfußboden, in dem noch jetzt ungezählte Mengen Quecksilber ruhen mögen; jeder Tritt erschütterte das ganze Zimmer, so daß etwas empfindliche Apparate nur auf Wandkonsolen gestellt werden konnten, die an den Hauptmauern des Hauses angebracht waren, doch auch diese erzitterten bei starkem Wind oder wenn auf der Straße ein Lastwagen vorbeifuhr.

Nicht besser als die Räume war die Apparatensammlung.

Als ich im Jahre 1893 bei Exner Assistent wurde, war unser kostbarstes Instrument ein altes Plathsches Spiegelgalvanometer mit Ringmagnet; als es einmal etwas stärker astasiert war, bemerkten wir oft durch Stunden ein regelmäßiges rätselhaftes Hin- und Herschwingen des Magneten. Wie sich später herausstellte, trat dies immer ein, wenn im Nebenhause beim Wäschebügeln das Bügeleisen hin- und hergeführt wurde. Ich führe dies alles nur an, um ein Bild davon zu geben, unter welch erschwerenden Bedingungen damals in Wien experimentelle Physik betrieben werden mußte; man muß wissen, welche Unsummen an Arbeitskraft infolge dieser unzulänglichen Verhältnisse vergeudet werden mußten, um das Geleistete richtig bewerten zu können. Mancher unter den älteren Fachgenossen wird sich vielleicht noch von der Naturforscherversammlung im Jahre 1894 her mit Schaudern an unser Institut erinnern; Exner war damals geflohen, weil er sich des Institutes schämte.

Und doch, wenn ich an jene Jahre zurückdenke, erfüllt mich stille Wehmut und die Zeit erscheint mir im verklärten Lichte in Erinnerung an den unvergleichlichen Geist, der dieses Institut erfüllte; und dieser Geist war der Geist Exners. Wie nach einem warmen Frühlingsregen die Grasspitzen hervorschießen, so schossen nach dem Amtsantritte Exners die jungen Physiker aus dem Boden. Ich erwähne aus jener ersten Zeit nur A. Lampa, J. Tuma, H. Benndorf, M. v. Smoluchowski, St. Meyer, E. v. Schweidler, E. Haschek, F. Hasenöhrl, A. Szarvassi, H. Mache, V. Conrad, seinen Neffen F. M. Exner, den späteren Meteorologen, F. v. Lerch, F. Ehrenhaft, später folgten dann E. Lohr, W. Schmidt der Meteorologe, F. Aigner, V. F. Hess, K. W. F. Kohlrausch, L. Flamm, Karl Przibram, E. Schrödinger. Alle die Genannten sind Hochschullehrer geworden und nichts bezeichnet vielleicht besser die Wirksamkeit Exners, als die Tatsache, daß sämtliche Lehrkanzeln der Experimentalphysik Oesterreichs, mit Ausnahme Exners eigener Lehrkanzel, die G. Jäger, ein Stefan-Schüler innehat, gegenwärtig durch ehemalige Assistenten Exners besetzt sind; dabei hat Exner nie einen Finger gerührt, um seine Schüler irgendwo unterzubringen. Viele andere tüchtige Schüler haben teils in der Technik oder als Mittelschullehrer ihr Unterkommen gefunden.

Bald nach Exners Amtsantritt starb Stefan, an dessen unvergleichlich schönen Vorlesungen wir Älteren uns noch hatten erfreuen können und Boltzmann wurde sein Nachfolger; von der alten Generation war nur mehr Lang übrig; E. Lecher, G. Jäger und Karl, der Bruder Exners, waren als Privatdozenten tätig. Bald rückten auch die Schüler Exners in die Reihe der Privatdozenten auf, deren Zahl ständig wuchs und gegen Ende der Lehrtätigkeit Exners bis auf 13 anstieg, eine auch für eine große Universität gewiß ungewöhnlich hohe Zahl; sie waren fast alle Schüler Exners. So entwickelte sich zu Beginn der 90er Jahre reges

wissenschaftliches Leben in der Türkenstraße, in dessem Mittelpunkt Exner stand. Seinen unausgesetzten Bemühungen gelang es auch, die materiellen Verhältnisse zu bessern, die Dotation seines Institutes wurde vermehrt, neue Assistentenstellen geschaffen und der Grund für einen Neubau der physikalischen Institute vom Staate angekauft. So stand Exner auf der Höhe seiner Wirksamkeit, umgeben von einer Schar von Schülern, die ihn wie einen Vater verehrten, als er im Herbste 1907 die höchste Stufe der akademischen Würden erreichte und Rector Magnificus der Wiener Universität wurde. Großes Aufsehen erregte damals seine Rektoratsrede „Über Gesetze in Naturwissenschaft und Humanistik", in der er die These verficht, daß alles Geschehen in der Natur nur das Resultat zufälliger Ereignisse ist. Auch wer diesen Standpunkt nicht teilt, wird diese Rede mit großem Genuß lesen und sich an dem hohen Flug origineller Gedanken erfreuen.

Die nächsten Jahre brachten Exner Zeiten erhöhter Inanspruchnahme durch organisatorische Aufgaben. Da der österreichische Staat im Besitz der Bergwerke von Joachimstal war, aus denen das vorzüglichste Material zur Gewinnung des Radiums stammt, hatte Exner zusammen mit dem Geologen Eduard Suess und im Einvernehmen mit Ludwig Haitinger dem Leiter der Atzgendorfer Werke Auer v. Welsbach's in der Wiener Akademie, deren wirkliches Mitglied er seit 1896 war, angeregt, diese solle selbst die Gewinnung des Radiums aus dem Rohmateriale in die Hand nehmen und dadurch der einheimischen Forschung einen Schatz erhalten, der sonst gänzlich ins Ausland gewandert wäre. Dies geschah auch und so kam die Wiener Akademie in den Besitz einer so großen Menge Radium, wie sie sonst nirgendwo vorhanden war. Da aber die neuen Institute noch nicht erbaut, die alten aller modernen Hilfsmittel entbehrten, so war das kostbare Material zunächst unbenutzt. Da fügte es sich, daß ein hochgesinnter Freund der Wissenschaft, Dr. Karl Kupelwieser, der Akademie eine große Summe zum Bau eines Institutes für Radiumforschung schenkte. Exner wurde mit der Ausarbeitung der Pläne für den Bau und die Einrichtung betraut; er unterzog sich mit Eifer dieser Aufgabe, in hingebungsvoller Weise unterstützt von seinem Schüler Stefan Meyer, so daß das neue Institut schon im Jahre 1910 bezogen werden konnte. Er bekleidete an diesem die Stelle einer Art Kurators, während die wirkliche Leitung seit dieser Zeit in den Händen Stefan Meyers ruht. Ebenso zeitraubend und mühevoll waren die Vorarbeiten für den Bau der neuen physikalischen Institute. Im Verein mit seinem Freunde Lecher, der nach dem Abgang Langs dessen Nachfolger geworden war, unterstützt von seinen Assistenten, besonders E. Haschek, wurden diese durchgeführt, so daß die neuen Institute, im Frühjahr 1913 eröffnet, die Gäste der Naturforscherversammlung im Herbst dieses Jahres in würdiger Weise aufnehmen konnten.

So hatte die erste Periode seines Wirkens als Ordinarius nach mehr als 20jähriger Dauer ihren Abschluß gefunden; mit Befriedigung konnte Exner auf das Erreichte zurückblicken. Trotz der ungünstigen äußeren Verhältnisse war es ihm gelungen, unter den schwierigsten Arbeitsbedingungen den systematischen experimentellen Unterricht für Anfänger sowohl, als für solche, die selbständig wissenschaftlich arbeiten wollten, in Gang zu bringen und damit den physikalischen Unterricht wie an den reichsdeutschen Hochschulen zu gestalten. Eine große Zahl von Schülern hat in dieser Zeit von Exners Institut aus den Weg ins Leben angetreten und die Zahl ihrer wissenschaftlichen Arbeiten, sie übersteigt 400, zeugt von dem Eifer, mit dem gearbeitet wurde. Es entbehrt nicht einer gewissen Tragik, daß es dem nun schon 64jährigen, nachdem er endlich das Ziel seiner Wünsche, ein neues, vortrefflich ausgestattetes Institut erreicht hatte, nicht mehr beschieden war, die Früchte seiner Arbeit zu ernten; durch den Ausbruch

des Weltkrieges wurde die Tätigkeit des Institutes unterbunden.

Dem Krieg selbst stand er verständnislos gegenüber; er erblickte in ihm nur ein Schandmal menschlicher Gesittung und übersah seine zwangläufig geschichtliche Bedingtheit; auch hat er von seinem Standpunkt aus nie begreifen können, wie ein Mann der Wissenschaft es freiwillig vorziehen konnte, sich selbst am völkermordenden Kampf zu beteiligen. Wenn Exner auch wohl selbst nicht seelisch so unter dem Krieg gelitten hat, wie mancher andere, der ganz mit dem Herzen dabei war, so hatte ihn die Hungerblockade doch körperlich ganz heruntergebracht; ich erschrak förmlich, als ich aus dem Felde kommend ihn nach längerer Zeit wiedersah; aus dem stattlichen Manne war ein abgemagertes, altes dürres Männlein geworden.

„In ernsten und schweren Zeiten flüchtet man gern auf ein Gebiet, das menschlicher Willkür völlig entrückt ist". Mit diesen Worten beginnt die Vorrede des Buches über die physikalischen Grundlagen der Naturwissenschaften, das Exner in der unfreiwilligen Muße der Kriegsjahre niederschrieb. Dieses Buch des nahezu Siebzigjährigen enthält eine großzügige Übersicht über die allgemeinen Gesetze physikalischen Geschehens, so weit es für alle Naturwissenschaften die Grundlage bildet. In gewissem Sinne ist dieses Buch vielleicht die bedeutendste Leistung Exners, besonders im letzten Teil, der über Naturgesetze im allgemeinen handelt. Findet dieses Buch die Verbreitung, die ihm zu wünschen ist, dann wird es noch auf lange Zeit hinaus der kommenden Generation der Naturforscher eine Quelle der Belehrung und Anregung sein.

Im Jahre 1920 mußte Exner nach erreichter Altersgrenze vom Lehramt zurücktreten. Er bezog als Austragstübchen ein Zimmer im Radiuminstitut, um dort in Muße an einem groß angelegten Werk zu arbeiten, das den Titel führen sollte „Vom Chaos zur Jetztzeit". Es sollte eine Geschichte unserer Erde und des Lebens auf ihr geben, beginnend mit dem Chaos, weiterführend durch die Epochen der geologischen Vorzeit, die Entwicklung der Lebewesen, die ersten Anfänge menschlicher Kultur schildern, um durch die kurze Spanne der sogenannten Weltgeschichte bis zum Weltkrieg zu führen. Was den Jüngling an Humboldts Kosmos so angezogen hatte, die Universalität der Betrachtungsweise, die hatte er sich selbst im Lauf eines langen, ungewöhnlich reichen Lebens erarbeitet und wollte sie gewissermaßen als Vermächtnis seiner Persönlichkeit der Nachwelt überlassen. Das Schicksal hat es ihm nicht mehr vergönnt.

An einem schönen Herbsttag, gerade zwei Jahre vor seinem Tod, trat er in den Garten seines Hauses, da traf ihn die Hand des Schicksals, erblindet kehrte er zurück. Eine Blutung im Gehirn hatte wahrscheinlich diese Sehstörung verursacht. Obwohl diese im Laufe der Zeit teilweise wieder zurückging, so begannen doch von da ab seine geistigen Fähigkeiten, besonders das Gedächtnis, abzunehmen; sein Haus hat er nicht mehr verlassen. Der Tod ist ihm als Freund erschienen und hat ihn sanft ins Jenseits hinübergeleitet. Nun liegt er begraben auf einer Anhöhe, von der man im weiten Blick herabsieht auf seine schöne Vaterstadt, die er so geliebt hat und deren echter Sohn er war.

Überblickt man Exners wissenschaftliches Lebenswerk, so sieht man, daß sich sein Interesse, von den Jugendarbeiten abgesehen, vier Gebieten zugewendet hat, die durch die Schlagworte Theorie des galvanischen Elementes, Luftelektrizität, Spektralanalyse, Farbentheorie gekennzeichnet seien. Seine Abhandlungen, es sind ihrer über 90, erschienen fast alle nur in den Sitzungsberichten der Wiener Akademie, wodurch sie weniger bekannt geworden sind, als sie es verdient hätten.

In einer so schnellebigen Wissenschaft, wie der gegenwärtigen Physik, können Arbeiten, die ein Menschenalter und mehr zurückliegen, nur historisch, von ihrer Zeit aus betrachtet,

richtig gewertet werden. Das gilt vor allem von den elektro-chemischen Arbeiten Exners, die in die Zeit 1877—1894 fallen. Es war das Problem der Elektrizitätserregung beim Kontakt heterogener Körper, das ihn beschäftigte. Sein Streben ging dahin, die chemische Theorie des galvanischen Elementes gegenüber der damals noch angenommenen Kontakttheorie zur Geltung zu bringen. In seinen Untersuchungen über galvanische Polarisation hat Exner als erster die Zersetzungsspannung von Elektrolyten gemessen. Viel Mühe verwendete er auch auf die experimentelle Ermittlung des Potentialsprunges Metall—Elektrolyt; sie ist Exner nicht geglückt, ist aber auch heute, trotz vieler Arbeiten, noch nicht befriedigend gelungen. Das gleiche gilt von der Theorie der Tropfelektrode, die Exner in eine heftige Polemik mit W. Ostwald verwickelte. Alles in allem kann man aber wohl sagen, daß der größere Teil der Anschauungen und Versuchsresultate Exners gesicherter Besitzstand der Wissenschaft geworden ist.

Von weitaus größerer Bedeutung waren seine Arbeiten über Luftelektrizität. Exner hat das große Verdienst, dieses sehr interessante, aber vollkommen vernachlässigte Gebiet systematischer Untersuchung erschlossen zu haben. Er konstruierte ein handliches Instrumentarium zur Messung des Erdfeldes, das leicht transportabel und daher auf Reisen zu verwenden war. Er wies darauf hin, wie notwendig es sei, um gesetzmäßige Beziehungen aufzudecken, die „Schönwetter-Elektrizität" zu untersuchen und die Feldmessungen an verschiedenen Orten dadurch vergleichbar zu machen, daß man sie auf die Ebene reduziert. Er stellte auch eine Theorie des Erdfeldes auf, die annahm, daß die Erde negativ geladen sei, und die Schwankungen des Potentialgefälles durch negative, auf dem Wasserdampf in der Luft sitzende Raumladungen erklärt. Diese Theorie wurde allerdings, zum Teil durch die Arbeiten der Schüler Exners, als nicht richtig erwiesen, was Exner selbst in einer Arbeit aus dem Jahre 1900 zugibt. Zur Charakterisierung der Verdienste Exners um die luftelektrische Forschung möchte ich hier die Worte Schweidlers, eines sehr kompetenten Kenners dieses Gebietes anführen: „Das Bleibende an Exners Verdiensten um die luftelektrische Forschung liegt darin, daß er zu einer Zeit, wo sie — man möchte fast sagen — dilettantisch betrieben wurde und in planloser Anhäufung unverstandenen und wissenschaftlich wenig verwertbaren Beobachtungsmaterials erstarrt war, auf streng wissenschaftliche Grundlage stellte, daß er durch seine einfache Apparatur für das Anfangsstadium ausreichend genaue Beobachtungen ermöglichte, daß er durch seine Theorie bestimmte scharf umrissene Probleme stellte, endlich daß er als ungemein anregender Lehrer seinem Lieblingsgebiet eine große Zahl von Mitarbeitern zuführte, wie die stattliche Reihe der von ihm und seinen Schülern herrührenden ‚Beiträge zur Kenntnis der atmosphärischen Elektrizität' in den Sitzungsberichten der Wiener Akademie zeigt."

Durch Exners Arbeiten sind die bahnbrechenden Untersuchungen Elsters und Geitels angeregt, durch sie ist die luftelektrische Forschung der letzten 30 Jahre in Fluß gekommen und hat sich zu einem selbständigen blühenden Zweig der Geophysik entwickelt.

Die Resultate der spektral-analytischen Untersuchungen Exners, die er in Gemeinschaft mit seinem Schüler Haschek durchführte, sind niedergelegt in 4 Bänden, die den Titel führen: „Wellenlängentabellen für spektral-analytische Untersuchungen"; sie enthalten die Wellenlängen der Linien der ultravioletten Bogen- und Funkenspektren sämtlicher, damals bekannter Elemente, die von Exner und Haschek nach einheitlicher Methode gemessen worden waren. Schier unglaublich klingt es, daß diese ganz enorme Arbeit, die die Festlegung der Wellenlängen von rund 100000 Linien mit einer Genauigkeit von etwa 0,01 Å.E. umfaßt, nachdem die Vorarbeiten abgeschlossen waren, in 28 Monaten durchgeführt werden konnte. Dies war nur möglich durch Verwendung einer sinnreichen

Methode, indem die Photogramme der Spektren stark vergrößert auf einen weißen Schirm projiziert wurden, auf dem ihre Stellung mit freiem Auge an einer Millimeterskala abgelesen werden konnte. Der Komparator-Methode erwies sich diese Methode, was Schnelligkeit der Arbeit anlangt, ungeheuer überlegen, während die Genauigkeit der Messung dieselbe oder nur wenig geringer war. Wie kam Exner auf die Idee, diese an sich höchst uninteressante und äußerst mühsame Arbeit auszuführen? Der Grund war der folgende. Wien besitzt eine der größten Meteoritensammlungen. Exner hatte nun den Plan, diese Meteoriten spektral-analytisch auf ihre chemischen Bestandteile zu untersuchen, um einerseits innere Verwandtschaften festzustellen, andererseits zu entscheiden, ob sich in ihnen neue Elemente finden, eine zur damaligen Zeit sehr naheliegende Fragestellung. Da für diesen Zweck das vorhandene spektral-analytische Beobachtungsmaterial wegen Lückenhaftigkeit und Inhomogenität unbrauchbar war, entschloß sich Exner durch eigene Wellenlängenbestimmungen an allen Elementen, sich die zur Analyse nötigen Daten selbst zu verschaffen. Warum er nach Abschluß dieser Vorarbeit, seine ursprüngliche Absicht, die Meteorite zu untersuchen, aufgegeben hat, vermag ich nicht zu sagen. Jedenfalls werden die Wellenlängen-Tabellen von Exner und Haschek auf lange Zeit hinaus für spektral-analytische Zwecke, besonders der Astrophysik ein vorzügliches Hilfsmittel bilden.

Das vierte Gebiet, mit dem sich Exner beschäftigt hat, ist das der Farbenlehre. Vom Jahre 1902 angefangen, hat er in neun Abhandlungen über seine diesbezüglichen Untersuchungen berichtet. Bis in seine letzte Arbeitszeit, bis die Verschlechterung des Sehvermögens ein weiteres Experimentieren unmöglich machte, bemühte er sich, die Konsequenzen der Young-Helmholtzschen Farbentheorie zu überprüfen oder gegen sie erhobene Einwände durch seine Versuche zu entkräften. Er war begeisterter Anhänger der Helmholtzschen Dreikomponententheorie und seine Stellungnahme zu der vielumstrittenen erkenntnistheoretischen Seite der Farbenprobleme erhellt wohl am besten aus folgendem, einer seiner Arbeiten entnommenen Zitat: „Mit Recht beansprucht auch die reine Phänomenologie — auf dem Gebiete der Farbenlehre die Beschreibung unserer Empfindungen — das größte Interesse; aber das Ziel der Forschung bleibt zuletzt doch die Genesis dieser Empfindungen, die Erkenntnis der physikalischen und physiologischen Vorgänge, welche die psychischen bedingen. Es ist zwischen objektiven und subjektiven Vorgängen eine Relation herzustellen, welche die Erfahrung bestmöglichst befriedigt." Ganz im Sinne dieser seiner Auffassung geht durch alle seine Arbeiten der Grundgedanke, durch Versuche darzutun, daß die Helmholtzsche Vorstellung von der Funktionsweise des farbvermittelnden Empfangsmechanismus im menschlichen Auge eine Grundlage abgäbe, die es ermöglicht, die objektiv feststellbaren, also physikalischen Parameter der farbigen Lichter in quantitative Beziehung zu setzen mit geeignet gewählten Begriffen (wie z. B. Farbton, Sättigung, Helligkeit), die ihrerseits imstande sind, den Hauptinhalt der Empfindung zu beschreiben und zu charakterisieren.

Diese Arbeiten verwickelten ihn in eine von beiden Seiten mit großem Temperament geführte Kontroverse mit dem geistvollen Innsbrucker Experimentalpsychologen Franz Hillebrand, einem Schüler Herings. Als unparteiischer Zuschauer dieses Zweikampfes um zwei diametral sich gegenüberstehende Theorien, gewinnt man wohl den Eindruck, daß die meisten der Hiebe, die sich die Gegner versetzen, Lufthiebe sind, im Prinzip ein völliges Verkennen der eigentlichen gegnerischen Meinung. Von seinen optischen Arbeiten sei die „Zur Charakteristik der schönen und häßlichen Farben" ihres allgemeinen Interesses wegen, eigens hervorgehoben. Exner vertritt darin auf Grund statistischer Untersuchungen an Versuchspersonen die Ansicht,

daß eine Farbe an sich (ohne Rücksicht auf irgendeinen Gegenstand, der sie tragen soll) um so schöner empfunden wird, je näher sie einer der drei Helmholtzschen Grundempfindungen kommt. Er zeigte durch Messungen, daß die am höchsten bewerteten Farbennuancen von Rubin, Smaragd und Saphir sich fast vollständig mit den Helmholtzschen Grundempfindungen rot, grün, blau decken; das gleiche gilt vom Blau des Himmels und den Farben besonders kostbarer orientalischer Teppiche.

Überblicken wir rückschauend noch einmal die Arbeiten Exners, so sehen wir, daß sie alle von großen leitenden Gesichtspunkten aus unternommen und mit zäher Ausdauer ganz bestimmte Probleme systematisch zu klären bemüht sind. Befinden sich unter ihnen auch keine epochemachenden Entdeckungen, so hat Exner doch manchen soliden Stein dauernd dem Gebäude der Wissenschaft eingefügt und teilweise auch Fundamente gelegt. Exners Name wird in der Geschichte der Physik immer mit Achtung genannt werden.

Ganz unvollständig würde das Bild Exners sein, würde ich nicht noch seiner als Lehrer und seiner ganzen Persönlichkeit überhaupt gedenken.

Wenn ich mir die Frage vorlege, worauf eigentlich der ungeheure Einfluß beruhte, den Exner auf seine Schüler genommen hat, so ist sie nicht ganz leicht zu beantworten, trotzdem man ihn am eigenen Leibe erfahren hat.

Exner war zum Lehrer schon dadurch prädestiniert, daß er ein ganz seltenes Verständnis für die Jugend besaß und sich dieses auch bis ins ganz hohe Alter bewahrt hat. Sein Umgang bestand, abgesehen von einer kleinen Zahl von Altersgenossen, ausschließlich aus Jugend. Diese wieder wußte es zu schätzen, daß er nicht beanspruchte, als Respektsperson behandelt zu werden, sondern sich ihr gab, wie ein Gleicher unter Gleichen. Daß er ein guter Vortragender war, ist schon aus den gedruckten Vorlesungen über Elektrizität zu sehen, die er als Extraordinarius hielt; wir selbst, seine Schüler, haben kaum bei ihm gehört, da er die obligate Vorlesung für Pharmazeuten zu halten hatte; aber in gelegentlichen Vorträgen, die er in kleinem Kreise hielt, konnten wir seine Kunst der Darstellung selbst schwieriger Probleme kennen lernen. Ein dauerndes Denkmal dieser Kunst ist das reizende Buch „Der schlichten Astronomia I. u. II. Teil", das anonym als Privatdruck im Jahre seines Rektorates erschienen ist. In altertümelnder Sprache verfaßt, mit vielen launigen Verslein geschmückt, führt es eine junge Freundin in die Grundlehren der Astronomie ein; ich kenne nichts in der populären Literatur, das sich der Eigenart dieses Werkes vergleichen ließe.

Aber es war ja gar nicht das, was er uns lehrte, das solchen Eindruck auf uns machte, sondern wie er es lehrte; es war er, seine ganze Persönlichkeit. Sehr schön sagt K. W. F. Kohlrausch in einem Nachruf: „Und als Lehrer und Mensch? Da fehlen erst recht die Worte dem, der sein ganzes wissenschaftliches Denken, seine persönliche Einstellung zu den Problemen, seine Arbeitsmethode — kurz alles, was zur erwählten Lebensarbeit gehört, dem Verstorbenen und seinem stillen, aber umso tieferen Einfluß verdanken zu müssen glaubt."

Seine hohe, stets auf das Große gerichtete Sinnesart, seine unbedingte Gerechtigkeit, seine strenge Sachlichkeit waren es, die uns anzogen. Diese beweist vielleicht nichts schlagender, als die Tatsache, daß ich mich mit seiner Zustimmung auf Grund einer Arbeit habilitieren konnte, deren wesentlichstes Resultat war, daß Exners Theorie des elektrischen Feldes der Erde nicht richtig sein konnte. Beeinflußt durch seine Sinnesart habe ich das in jugendlicher Naivität für selbstverständlich gehalten; erst auf Grund eigener Lebenserfahrung habe ich einsehen gelernt, wie selten solche Sachlichkeit ist, die auch vor der eigenen Person nicht haltmacht.

Was war das aber auch für ein geistiges Zusammenleben zwischen Lehrer und Schülern

im II. Physikalischen Institut. Ein Kreis gleichgesinnter Freunde umgaben wir unseren verehrten und geliebten Lehrer. Zum Tee am späten Nachmittag versammelten wir uns um „Väterchen". Da mußte jeder von seinen Arbeiten berichten, da gabs keine Heimlichkeiten und keine Prioritätsansprüche, denn alles war durch regen Gedankenaustausch Eigentum aller. Angst vor geistigem Diebstahl betrachtete Exner als Zeichen geistiger Armut. Da wurde über Gott und die Welt gesprochen, oft heftig diskutiert und über wissenschaftliche Fragen gestritten. Und gut streiten ließ sichs mit ihm, denn er vertrug jeden Widerspruch, so lange er sachlich war; auch ließ er uns nie seine Überlegenheit merken und war wie ein Junger mit uns Jungen. Diesen Stunden verdanken wir allseitige Förderung und wichtige Anregungen, auch für unsere eigenen Arbeiten.

Was jedem imponieren mußte, war Exners vielseitiges Wissen und seine ausgeglichene, harmonisch entwickelte Persönlichkeit. Schon von Jugend auf hat er sich neben der Physik eingehend mit den beschreibenden Naturwissenschaften befaßt; er besaß gediegene geologische Kenntnisse und hat noch als reifer Mann die Mußestunden mehrerer Jahre mit biologischen Beobachtungen über dem Mikroskop zugebracht. Erstaunlich waren für einen Naturwissenschaftler auch seine geschichtlichen Kenntnisse und sein Interesse für kulturgeschichtliche Probleme. Die wechselseitige Bedingtheit verschiedener Kulturen, die Gesetze ihrer Entwicklung, das waren Dinge, über die er viel nachgedacht hatte und anregend sprechen konnte.

Exner war eine gesellige Natur, obwohl er nie in Gesellschaften ging und keine Besuche machte; er haßte diese konventionellen Unternehmungen. Dagegen hatte er sich in seinem Hause, das einfach aber mit erlesenem Geschmack eingerichtet war, eine Art der Geselligkeit geschaffen, die vorbildlich war. Ganz zwanglos kam dort der engere und weitere Freundeskreis, meist nach dem Abendessen zusammen, ungeladen konnte jeder kommen und gehen, wann es ihm beliebte. Der geistige Mittelpunkt des Kreises war Exner; er verstand es, das Gespräch auf interessante Dinge zu lenken und die Unterhaltung auf einer Höhe zu halten, der wir Jungen viel an Belehrung und Anregung verdanken; er verstand es meisterlich zu erzählen, besonders von seinen Reisen. An der Hand von Bildern ließ er vor uns die Wunder Indiens neu erstehen und jetzt noch, nach beinahe 40 Jahren, sehe ich ihn vor mir stehen, wie er zu uns sprach, als wäre es gestern.

Daß Exner eigentlich eine Künstlernatur, auch mit den Schwächen einer solchen, war, ergibt sich aus dem lebendigen Verhältnis, das er zu jeder Art von Kunst hatte. Sich mit Kunst zu beschäftigen war ihm Lebensbedürfnis. Mit welcher Begeisterung erfüllten ihn die Kunstwerke Italiens und Indiens, mit welcher von tiefem Verständnis getragenen Bewunderung hing er an Goethe. Ob er sich selbst in seiner Jugend zeichnerisch betätigt hat, weiß ich nicht, fast möchte ich es vermuten. Jedenfalls hat er in vielen ernsten und heiteren Gelegenheitsgedichten den Beweis einer ungewöhnlichen Beherrschung der Sprache und ein Zeugnis feiner poetischer Begabung erbracht.

Die höchste der Künste war ihm aber die Musik. Obwohl er selbst nicht ausübend tätig war, versammelten sich in seinem gastlichen Hause treffliche Musiker. Die Kammermusikabende in Exners Hause, an denen er selbst immer dicht bei den Pulten saß und mit gespannter Aufmerksamkeit zuhörte, werden allen unvergeßlich bleiben, die daran teilzunehmen das Glück hatten.

Unvergeßlich bleiben wird uns aber vor allem das Bild dieses wundervollen Mannes selbst. Ein ganz ungewöhnlich begabter, guter und hochgesinnter Mensch, von einer Vielseitigkeit und umfassenden Bildung, wie sie heute nur noch wenigen erreichbar sein wird, ein Lebenskünstler im schönsten Sinne des Wortes, so steht er vor uns. Alle die ihm

nahe standen, vor allem aber uns, seine Schüler, einigt das gemeinsame Gefühl tiefer Dankbarkeit für das, was er uns aus seinem Reichtum gegeben hat, uns Freunde, als Schüler Franz Exners.

Wenn ich in diesen Zeilen ausführlicher als es sonst wohl in Fachzeitschriften üblich ist, ein Bild der Persönlichkeit meines Lehrers entworfen habe, so geschah es, weil ich glaube, daß Exner das Vorbild eines akademischen Lehrers war. Und besonders den jungen Fachgenossen, die einmal berufen sein werden, als Universitätslehrer zu wirken, möchte ich zurufen: Was wir brauchen, sind nicht hochgezüchtete Fachmenschen, für die es außer den Problemen ihrer Wissenschaft nichts in der Welt gibt, sondern geistig hochstehende Männer, von umfassender Bildung, mit einem weiten Blick, Männer, die sich bewußt bleiben, daß die Beschäftigung mit der Wissenschaft immer nur ein Teilgebiet höchster menschlicher Betätigung bilden kann und soll. Nur wenn es gelingt, solche Männer unseren Universitäten als Lehrer zu erhalten, können sie der drohenden Gefahr entrinnen, zu Fachschulen herabzusinken, nur dann werden sie ihrer Aufgabe gewachsen sein, als Vermittler wahrer Bildung unser Volk einer besseren Zukunft entgegenzuführen.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Kenntnis einer allgemeinen Eigenschaftsfunktion mischkristallfreier Aggregate.

Von Joh. Dejmek.

Einleitung und Zusammenfassung.

Durch mehrere Arbeiten von Herrn K. Lichtenecker in dieser Zeitschrift ist bekannt geworden, daß die „logarithmische Mischungsregel", nach welcher der Logarithmus des elektrischen Leitungswiderstandes (Leitfähigkeit) und der Wärmeleitfähigkeit (?) von binären mischkristallfreien Metallaggregaten und in Analogie hierzu der Dielektrizitätskonstanten und des optischen Brechungsverhältnisses nichtleitender Mischkörper bei Abwesenheit von sekundären Erscheinungen eine lineare Funktion des Raumverhältnisses der Bestandteile ist, eine weitgehende Übereinstimmung der nach ihr berechneten Werte mit den experimentell gemessenen Werten ergibt[1].

Herr Lichtenecker hatte in seiner ersten Arbeit vom Jahre 1924 für den Widerstand binärer zweidimensionaler Aggregate die logarithmische Mischungsregel aufgestellt und mußte beim Übergang auf dreidimensionale Aggregate eine Korrektur im Raumverhältnis der Bestandteile anbringen, für die die Schwankungen der Stromfadenquerschnitte im Innern des Leiters verantwortlich gemacht wurden. In dieser Arbeit möchte ich zeigen, daß sein Ansatz[1]) durch Spezialisierung eines allgemeineren und durchsichtigeren Ansatzes erhalten werden kann. Mit diesem Ansatz wurden von den fünf mischkristallfreien Legierungen Matthiessens die Widerstandswerte der *Cd—Sn*- und *Cd—Pb*-Legierungen neu berechnet, da sie, wie auch die der übrigen Legierungen, meines Wissens bisher nur nach einem bereits überholten Ansatz Herrn Lichteneckers berechnet vorlagen (2.).

Für die von Matthiessen untersuchten mischkristallfreien Legierungen kommt ein Widerstandsverhältnis in Betracht, das den Wert 3 nicht überschreitet. Ich habe deshalb versucht, die Leitfähigkeit der Wismut-Silberlegierungen (Widerstandsverhältnis ungefähr 75!) nach der logarithmischen Mischungsregel zu berechnen. Das Ergebnis ist jedoch ein negatives. Hier müssen zuverlässige Untersuchungen dieser Legierungen entscheiden, ob bei ihnen, wie Herr W. Guertler vermutet, etwa bis zu einem gewissen kleinen Betrage bisher übersehene Mischkristallbildungen auftreten (3.).

Es wird weiterhin für Mischkörper, bei denen keine sekundären Erscheinungen auftreten, die allgemeine Form des Mischungsgesetzes ange-

1) K. Lichtenecker, Physik. Zeitschr. **25**, 169, 193, 225, 1924. Im folgenden zitiert mit L. I. Vgl. auch ebenda **26**, 297, 1925; **27**, 115, 833, 1926.

1) K. Lichtenecker, Physik. Zeitschr. **25**, 666, 1924.

geben und interpretiert und es wird dargelegt, daß dieses in Verbindung mit der Forderung seiner Unempfindlichkeit gegenüber einer Maßstabsänderung auf die logarithmische Regel oder auf eine Potenzregel führt (4.).

Die logarithmische Mischungsregel fordert, daß für die Aggregateigenschaft das Gesetz des proportionalen Wachsens erfüllt ist (5.).

Aus dem logarithmischen Gesetz folgt weiter, daß es für zwei Eigenschaften a und b gilt, die durch eine Beziehung von der Form $a = \alpha b^{\beta}$ miteinander zusammenhängen (6.).

Es wird weiter der Versuch gemacht, die Härte der *Zn*—*Sn*-Legierungen nach der logarithmischen Mischungsregel zu berechnen (7.). Qualitativ ist die Übereinstimmung mit den gemessenen Werten sehr gut; im Bereiche von 45 bis 70 Vol.-Proz. Mischungsverhältnis ist sie auch quantitativ sehr gut. Jedenfalls zeigt sie das Ungenügende eines linearen Gesetzes. Ich weiß, daß mit diesem Versuche vielleicht nur ein Aperçu gemacht ist, besonders im Hinblick auf die Unklarheit, die auch auf technischer Seite über den Begriff der Härte herrscht.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die logarithmische Mischungsregel das Wesen des Mischkörpers bei Abwesenheit von sekundären Erscheinungen richtig wiedergibt.

1. Der elektrische Leitungswiderstand zweidimensionaler binärer Aggregate.

Die Untersuchungen der Herren W. Guertler, C. Benedicks und K. Lichtenecker, die die elektrische Leitung betrafen und die Modelle von mischkristallfreien Aggregaten zum Gegenstande hatten, ergaben als wesentlichstes Resultat, daß der Widerstand aller Aggregate zwischen zwei Schrankenwerte eingeschlossen werden kann, ohne daß er einen dieser Schrankenwerte erreicht. Herr Lichtenecker konnte in seiner ersten Arbeit vom Jahre 1924 diese Schranken sehr eng ziehen, indem er die Methode der Schrankenwerte von Lord Rayleigh — wodurch ein leicht übersehbarer Verlauf der Stromlinien erzwungen wird — auf (zweidimensionale) Aggregate verschiedener Gestalt der eingelagerten Partikel und verschiedener Lage derselben gegenüber der Stromrichtung anwendete. Darüber hinaus konnte diese Arbeit die wertvolle Einsicht vermitteln, daß eine weitgehende Unabhängigkeit der so gewonnenen Schrankenwerte von Gestalt, Lage und Anordnung der eingelagerten Partikel besteht. Diese Einsicht läßt den Aggregatwiderstand w als eine Funktion der Widerstände w_1 und w_2 der Komponenten des Aggregats und ihres Raumverhältnisses ϑ (hier besser Flächenverhältnisses) erscheinen:

$$w = f(w_1, w_2, \vartheta). \tag{1}$$

Für das Reziprokum von w — die Leitfähigkeit — nach dem Satze vom genügenden Grunde den gleichen Ausdruck fordernd, folgert Herr Lichtenecker das Bestehen der Funktionalgleichung

$$f\left(\frac{1}{w_1}, \frac{1}{w_2}, \vartheta\right) = \frac{1}{f(w_1, w_2, \vartheta)} \tag{2}$$

aus der man leicht errät, daß die Widerstandsfunktion

$$w = w_1^{\vartheta_1} w_2^{\vartheta_2} \quad \text{mit} \quad \vartheta_1 + \vartheta_2 = 1 \tag{3}$$

der Gleichung (2) genügt und außerdem die notwendigen Bedingungen erfüllt: Für feste w_1, w_2 ist w eine im Intervall $[0,1]$ definierte, beiderseits beschränkte Funktion von ϑ, und zwar bleibt für alle ϑ des Definitionsintervalls w innerhalb der Werte des abgeschlossenen Intervalls $[w_1, w_2]$. In anderer Form geschrieben lautet Gleichung (3):

$$\log w = \vartheta_1 \log w_1 + \vartheta_2 \log w_2 \tag{4}$$

(logarithmische Mischungsregel).

Selbstverständlich gilt für die Leitfähigkeit γ

$$\log \gamma = \vartheta_1 \log \gamma_1 + \vartheta_2 \log \gamma_2. \tag{4*}$$

2. Der Übergang zu körperlichen Leitern.

Sobald man diese so gewonnenen Ergebnisse mit den experimentell gefundenen Werten vergleichen wollte, mußte der Übergang von der zweidimensionalen Betrachtungsweise zur dreidimensionalen Betrachtungsweise gemacht werden. Nun mußte man sehen, daß man, wenn man Gleichung (3) auf körperliche Aggregate anwendet und ϑ Raumanteile bedeuten, für die Aggregatwiderstände sämtlich etwas höhere Werte gegenüber den experimentell gefundenen erhält. Qualitativ wird ja der Verlauf der Widerstandsfunktion in Abhängigkeit vom Raumverhältnis richtig wiedergegeben, was für eine Beibehaltung der Form der Widerstandsfunktion spricht. Für die etwas kleineren Werte von w wurden von Herrn Lichtenecker die Schwankungen der Stromfadenquerschnitte beim Passieren der verschieden leitenden Partikel verantwortlich gemacht: Man muß sich vorstellen, daß der Raumanteil des besser leitenden Bestandteiles scheinbar erhöht, der des schlechter leitenden scheinbar vermindert wird[1]). Der Wert

1) Es muß diese Wirkung der verschiedenen Leitfähigkeit der Partikel auf die Stromfäden auch bei zweidimensionalen Aggregaten zur Geltung kommen. In der Tat geht aus den Betrachtungen Herrn C. Benedicks

$w_{1/2}$ ($< \sqrt{w_1 w_2}$) wird von ihm nach seiner Methode vom Jahre 1909[1]) ermittelt, die Abweichung von $w_{1/2}$ vom geometrischen Mittel $\sqrt{w_1 w_2}$ durch eine kleine Größe $\varkappa$ dargestellt und nun die Gleichung (3) entsprechend modifiziert:

$$\left.\begin{aligned} \Theta_1 &= \vartheta_1 + \vartheta_1 \vartheta_2 \varkappa \\ \Theta_2 &= \vartheta_1 - \vartheta_1 \vartheta_2 \varkappa^2) \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Dann ist $\Theta_1 + \Theta_2 = 1$. Θ_1 und Θ_2 sind aber nicht mehr wie ϑ_1, ϑ_2 Raumanteile vor der Mischung, sondern jene schon oben erwähnten ideellen Raumanteile, hervorgerufen durch die Schwankungen der Stromfadenquerschnitte.

$\varkappa$ ist für eine bestimmte Legierung eine Konstante. Die Abweichung des Wertes $w_{1/2}$ vom geometrischen Mittel $\sqrt{w_1 w_2}$ ist aus der Schachbrettmodelluntersuchung ($\vartheta = 1/2$) bekannt. Und dieser Punkt allein wird benützt, um die ganze Kurve, dargestellt durch $w = w_1^{\vartheta} w_2^{1-\vartheta}$, gleichsam herunterzuziehen. Diese dadurch bewirkte bessere Übereinstimmung ist nämlich nur dadurch möglich, daß diese Kurve $w = w_1^{\vartheta} w_2^{1-\vartheta}$ schon einen qualitativ richtigen und einfachen Verlauf zeigt und eine derartige Korrektur so leicht angebracht werden kann. Was aber die Korrektur durch das $\varkappa$ anbetrifft, das in Gleichungen (5) — auf angegebene Art bestimmt — hineingebracht wird, so ist sie physikalisch nicht direkt einzusehen.

Ich führe nun von vornherein ein $\varkappa$ nicht ein. Soviel ist sicher, daß die ideellen Raumanteile Θ_1 und Θ_2 Funktionen des Widerstandsverhältnisses v sein werden, wenn für sie lediglich die Schwankungen der Stromfadenquerschnitte im Innern des Leiters verantwortlich sind. Für sie kann man aber mehr oder weniger physikalisch einsichtige Ansätze machen. Ein sehr allgemeiner Ansatz ist der folgende:

$$\left.\begin{aligned} \Theta_1 &= \vartheta_1 + f(\vartheta_1)\,\varphi(v) \\ \Theta_2 &= \vartheta_1 + f(\vartheta_2)\,\varphi\left(\frac{1}{v}\right) \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

(Jahrbuch d. Rad. u. Elektr. **14**, 466, 1917) hervor, daß für das zweidimensionale Schachbrettmodell bei Berücksichtigung des Einsaugens der Stromlinien in den besser leitenden Bestandteil für den Aggregatwiderstand $w_{1/2}$ sich das geometrische Mittel $\sqrt{w_1 w_2}$ ergibt, in Übereinstimmung mit dem aus der unkorrigierten Mischungsregel folgenden Wert.

1) K. Lichtenecker, Physik. Zeitschr. **10**, 1005, 1909.

2) K. Lichtenecker, Leipz. Ber. **76**, 244, 1924 und Physik. Zeitschr. **25**, 666, 1924. — Durch diesen Ansatz wurde gleichzeitig der Lichteneckersche Ansatz

$$w = w_1^{\vartheta} \left(w_2^{1-\varkappa\vartheta}\right)^{1-\vartheta}$$

(loc. cit. I. 1) überholt. Übrigens ist er schon aus dem Grunde nicht einwandfrei, daß er gegenüber einer bloßen Maßstabsänderung nicht mehr unempfindlich ist, da $\vartheta + (1-\varkappa\vartheta)(1-\vartheta) \neq 1$ ist. ϑ und $(1-\varkappa\vartheta)(1-\vartheta)$ sollen hier „korrigierte Raumanteile" bedeuten.

Da $\vartheta_1 + \vartheta_2 = 1$ ist, $\Theta_1 + \Theta_2 = 1$ sein muß, so muß

$$f(\vartheta_1)\,\varphi(v) = -f(1-\vartheta_1)\,\varphi\left(\frac{1}{v}\right)$$

werden. Da aber für 50 Vol./Proz. Mischungsverhältnis $f(\vartheta) = f(1-\vartheta)$ sein muß, so hat man für φ die Funktionalgleichung

$$\varphi(v) = -\varphi\left(\frac{1}{v}\right),$$

d. h. φ ist jeder Logarithmus. Also gehen die Gleichungen (6) über in

$$\left.\begin{aligned} \Theta_1 &= \vartheta_1 + f(\vartheta_1)\operatorname{Log} v \\ \Theta_2 &= \vartheta_2 + f(\vartheta_2)\operatorname{Log}\frac{1}{v} = \vartheta_2 - f(\vartheta_2)\operatorname{Log} v \end{aligned}\right| \quad (6^*)$$

Die Faktoren des Produktes $f \cdot \operatorname{Log} v$ selbst bleiben unbestimmt. Für f hat man nun noch die Freiheit einen Ansatz zu machen: Der einfachste ist $\vartheta(1-\vartheta)$, in Übereinstimmung mit Herrn Lichtenecker in Gleichung (5)[1]).

Der Logarithmus in Gleichungen (6*) zeigt nun noch eine schöne Eigenschaft. Es sei das Verhältnis $\frac{\gamma_1}{\gamma_2}$ ein echter Bruch $\left(w_1 > w_2, \frac{w_1}{w_2} > 1\right)$. Dann hat man

$$\gamma = \gamma_1^{\vartheta + \vartheta(1-\vartheta)\operatorname{Log}\frac{\gamma_1}{\gamma_2}} \gamma_2^{1-\vartheta-\vartheta(1-\vartheta)\operatorname{Log}\frac{\gamma_1}{\gamma_2}}. \quad (7)$$

Da $\frac{\gamma_1}{\gamma_2} < 1$ ist, so erhält also der schlechter leitende Bestandteil den gegenüber ϑ kleineren und der besser leitende den größeren Raumanteil. Geht man zu den Widerständen über, so wird:

$$w = w_1^{\vartheta + \vartheta(1-\vartheta)\operatorname{Log}\frac{w_2}{w_1}} w_2^{1-\vartheta-\vartheta(1-\vartheta)\operatorname{Log}\frac{w_2}{w_1}}. \quad (8)$$

Der Logarithmus in den Potenzexponenten stellt also den Vorzeichenwechsel automatisch her.

Die Abweichung des Wertes $w^1/_2$ vom geometrischen Mittel $\sqrt{w_1 w_2}$ ist gegeben durch:

$$\sqrt{w_1 \cdot w_2} - w_{1/2} = \sqrt{w_1 w_2}\left(1 - \left(\frac{w_1}{w_2}\right)^{0{,}25\operatorname{Log}\frac{w_2}{w_1}}\right) \quad (9)$$

Man sieht, daß die Abweichung Null wird, wenn das Widerstandsverhältnis gegen 1 geht, wie dies in der Tat der Fall sein muß.

Da $w_{1/2}$ aus der Lichteneckerschen Berechnung (1909) bekannt ist, kann man aus Gleichung (9) $\operatorname{Log}\frac{w_2}{w_1}$ berechnen:

$$\operatorname{Log}\frac{w_2}{w_1} = 4\,\frac{\log w_{1/2} - \log\sqrt{w_1 w_2}}{\log\frac{w_1}{w_2}}. \quad (10)$$

1) Man sieht leicht, daß die Funktion f einen zu $f\left(\frac{1}{2}\right)$ symmetrischen Verlauf haben muß.

Andererseits folgt aus der Gleichung

$$w = w_1^{\sigma+\sigma(1-\sigma)x} w_2^{1-\sigma-\sigma(1-\sigma)x} \quad (11)$$

für 50 Vol.-Proz. Mischungsverhältnis

$$x = 4 \frac{\log w_{1,2} - \log \sqrt{w_1 w_2}}{\log \frac{w_1}{w_2}} \quad (12)$$

und aus den Gleichungen (10) und (11)

$$x = \operatorname{Log} \frac{w_2}{w_1}. \quad (13)$$

Nachfolgend sind in Tabelle I die nach den Formeln (8) und (10) berechneten Widerstände der *Cd—Sn*- und der *Cd—Pb*-Legierungen wiedergegeben. Auf dieselben Werte müssen natürlich auch Gleichungen (11) und (12) führen. Außerdem sind in ihr zum Vergleich die von Herrn Lichtenecker in seiner ersten Arbeit vom Jahre 1924[1]) berechneten Widerstandswerte verzeichnet. Meines Wissens sind für die 5 mischkristallfreien Legierungen Matthiessens die Widerstandswerte nach Gleichungen (11) und (12) bisher nicht berechnet worden. Herrn Lichteneckers Ansatz in L. I. ist aber durch den Ansatz (11) bereits überholt. (Vgl. auch Fußnote 2, S. 411.)

Tabelle I.

Widerstandswerte der *Cd—Sn*- und *Cd—Pb*-Legierungen.

Vol.-Proz. *Sn*, *Pb*	Widerstandswerte der *Cd—Sn*-Legierungen: Neue Werte	Werte n. L. I.	Widerstandswerte der *Cd—Pb*-Legierungen: Neue Werte	Werte n. L. I.
0	w_{Sn}; w_{Cd} = 14,51; 7,58; Wert des Logarithmus im Potenzexponenten = — 0,10482	7,58	w_{Pb}; w_{Cd} = 21,68; 7,58; Wert des Logarithmus im Potenzexponenten = — 0,17590	7,58	7,58
10		8,04		8,28	8,30
20		8,54		9,08	9,12
30		9,08		9,99	10,05
40		9,67		11,04	11,11
50	$w_{1,2}$ = 10,51	10,31	$w_{1,2}$ = 12,24	12,24	12,31
60		11,01		13,63	13,71
70		11,77		15,22	15,30
80		12,61		17,06	17,12
90		13,52		19,19	19,20
100		14,51		21,68	21,68

Man vergleiche nun diese neuen Werte der Widerstände mit denen nach der von Herrn Lichtenecker angegebenen Formel. Bei den *Cd—Sn*-Legierungen stimmen seine Werte mit den unseren vollkommen überein; bei den *Cd—Pb*-Legierungen zeigte sich eine Abweichung schon in der ersten Dezimale. Hier muß schon der Unterschied in den Widerständen gegenüber den *Cd—Sn*-Legierungen mehr ins Gewicht fallen. Merkwürdigerweise erhält Herr Lichtenecker für alle untersuchten Legierungen — mit Ausnahme der *Cd—Sn*-Legierungen — für den aus seiner Formel gerechneten Wert einen etwas anderen, als den zur Bestimmung von x verwendeten, obzwar beide übereinstimmen sollten. Wahrscheinlich liegt das aber nur an einer kleinen Rechenungenauigkeit.

Jeder Ansatz, den man für Θ_1, Θ_2 macht, muß man nachträglich den auf andere Weise berechneten Wert $w_{1,2}$ (für 50 Vol. Proz. Mischungsverhältnis besitzt man ein Modell) zu Hilfe nehmen. Und somit ist der ganze Wert der Rechnung von einer mehr oder weniger zutreffenden Modellvorstellung abhängig gemacht. Daher glaube ich, daß auf zahlenmäßige Übereinstimmung mit den experimentellen Werten kein zu großer Wert zu legen ist und die logarithmische Mischungsregel mehr das Wesen der Mischung gewisser Eigenschaften richtig wiedergibt.

3. Die elektrische Leitfähigkeit der Silber-Wismut-Legierungen.

Für die fünf mischkristallfreien Legierungen, die von Matthiessen untersucht wurden, nämlich *Zn—Cd*, *Zn—Sn*, *Cd—Sn*, *Cd—Pb*, und *Sn—Pb* kommen durchwegs Widerstandsverhältnisse in Betracht, die den Wert 3 nicht übertreffen, da die Widerstände der reinen Komponenten verhältnismäßig wenig voneinander abweichen. Demgegenüber hat Herr W. Guertler aber mit Recht auf die entscheidenden Untersuchungen die an den Blei—Silber- und Wismut—Silber-Legierungen gemacht werden könnten, hingewiesen. Namentlich bei letzteren hat man ein Widerstandsverhältnis von ungefähr 75! Bei solchen Aggregaten müßte nun auch die schein-

1) K. Lichtenecker, L. I., S. 232.

bare Vergrößerung des Raumanteils der besser leitenden Bestandteile ganz besonders zum Ausdruck kommen, da hier die Schwankungen der Stromfadenquerschnitte (Einsaugen der Stromlinien in den besser leitenden Bestandteil) recht erheblich sein werden.

In Herrn Guertlers Arbeit[1]) ist die Leitfähigkeit der Wismut—Silber-Legierungen in Abhängigkeit des Raumverhältnisse dargestellt (l. c. S. 281, Fig. 3). Danach hat man für 50 Vol.-Proz. Mischungsverhältnis als Leitfähigkeit des Aggregates den Wert $3{,}8 \cdot 10^{-1}$. Für die reinen Bestandteile hat man die Leitfähigkeiten

$$67 \cdot 10^{-1} \text{ für Silber,}$$
$$0{,}9 \cdot 10^{-1} \text{ für Wismut}$$

und für das genannte Mischungsverhältnis nach der nicht modifizierten logarithmischen Mischungsregel als Aggregatleitfähigkeit

$$\gamma_{50} = \sqrt{67 \cdot 0{,}9 \cdot 10^{-1}} = 7{,}75 \cdot 10^{-1},$$

also den doppelten Wert. Die modifizierte logarithmische Mischungregel kann aber für die Aggregatleitfähigkeit nur noch höhere Werte liefern!

Die Diskrepanz zwischen den gemessenen und berechneten Werten wird nur noch krasser. Allerdings vermutet Herr Guertler (S. 289), daß die beiden Bestandteile, Wismut und Silber, „bis zu einem gewissen kleinen Betrage miteinander bisher übersehene Mischkristalle zu bilden vermögen". (Herr Benedicks [Jahrb. d. Rad. u. Elektr. 14, 466, 1917] steht sogar der Mischkristallfreiheit der Matthiessenschen Legierungen skeptisch gegenüber.)

Es wäre zu wünschen, daß die *Bi—Ag*- und *Pb—Ag*-Legierungen untersucht würden, zumal sie auch für Herrn Lichteneckers approximative Berechnung des Wertes w_0 vom Jahre 1909 — wegen des großen Unterschiedes in den Leitfähigkeiten der Komponenten — von Bedeutung sein werden.

4. Allgemeine Form des Mischungsgesetzes.

Wenn man an die eingangs erwähnten Eigenschaften denkt, die sich alle konform nach der logarithmischen Mischungsregel berechnen lassen, so steigt unwillkürlich die Vermutung auf, die logarithmische Mischungsregel könnte sich aus allgemeinen Überlegungen, welche das Wesen der Mischung betreffen, gewinnen lassen.

Man begreift den Unterschied zwischen dem natürlichen Aggregat (z. B. hergestellt durch Zusammenschmelzen) und dem künstlichen (Konglomerat), wenn man bedenkt, daß bei ersterem ein neuer Körper entsteht in dem die freie Existenz der Bestandteile aufgehört hat, im letzteren aber nicht. Im natürlichen Aggregat wird lediglich ein Einfluß der Eigenschaften der Bestandteile auf das Aggregat zurückbleiben. Sind a_1 und a_2 die in Frage kommenden Eigenschaften der Bestandteile[1]), so sollen ihre Einflüsse durch $\varphi(a_1)$ bzw. $\varphi(a_2)$ ausgedrückt sein. Unserer Annahme gemäß — gleiches φ, was den Ausschlag gibt ist das Argument a — mischen sich die Bestandteile gleichartig. Ist die Art der Auswirkung dieser Einflüsse spezifisch für die Mischung bei Abwesenheit von sekundären Erscheinungen — Mischung hier als physikalischer Vorgang erachtet —, so hat der Einfluß, d. h. die Funktion φ, eine von der Eigenschaft der Bestandteile und den Bestandteilen selbst unabhängige Bedeutung. Im Aggregat kommt für jeden der Einflüsse $\varphi(a_1)$ bzw. $\varphi(a_2)$ lediglich der den Raumanteilen Θ_1 und Θ_2 entsprechende Teil in Betracht: $\varphi(a_1)\Theta_1$ bzw. $\varphi(a_2)\Theta_2$[2]).

Für den Gesammteinfluß setzen wir nach Art des Superpositionsgesetzes

$$\varphi(a_1)\Theta_1 + \varphi(a_2)\Theta_2. \qquad (14)$$

Die entsprechende Aggregateigenschaft a, die dieser Gesamteinfluß zur Folge hat, geht nun aus (14) nicht direkt hervor, sondern $\varphi(a)$. Es muß ja der Gesamteinfluß auf die Aggregateigenschaft von gleicher Art sein. Damit erhalten wir die allgemeine Form des Mischungsgesetzes:

$$\varphi(a_1)\Theta_1 + \varphi(a_2)\Theta_2 = \varphi(a)(\Theta_1 + \Theta_2) = \varphi(a). \qquad (15)$$

Die Gleichung (15) ist der mathematische Ausdruck dafür, daß sich die Bestandteile des Aggregates nicht beeinflussen, ihre Einflüsse auf das Aggregat aber sich superponieren.

Wie man leicht bemerkt, hat die Gleichung (15) die Form des Momentensatzes der Mechanik und es bedeuten in dieser Analogie $\varphi(a)$ die Hebelarme. Eine etwas durchsichtigere

[1]) W. Guertler, Jahrb. d. Rad. u. Elektr., 17, 276. 1920.

[1]) Selbstverständlich sind unter a für Leiter in erster Linie elektrischer Widerstand (Leitfähigkeit) und Wärmeleitfähigkeit gemeint; für Dielektrika kommen Dielektrizitätskonstante und optisches Brechungsverhältnis in Betracht.

[2]) Für Θ_1 und Θ_2 hat man lediglich die Bedingung, daß $\Theta_1 + \Theta_2 = 1$ ist. Für die Leitfähigkeit (Widerstand) hat man etwa den Ansatz (7) zu machen, der auch noch für die Dielektrizitätskonstante zutrifft, wenn man sich auf die Verschiebungsströme in Nichtleitern bezieht. Wie die Θ_1 und Θ_2 bei der Formel für das optische Brechungsverhältnis zu bestimmen sind, darüber sagt Herr Lichtenecker nichts. Offenbar hat man sie für die Dielektrizitätskonstante zu bestimmen und dann den Übergang zum Brechungsverhältnis zu machen.

Interpretation ist die als gewogenes Mittel, nach der Θ_1, Θ_2 und $\Theta_1 + \Theta_2$ als „Gewichte" anzusprechen wären. Sie liegt gar nicht so fern, wenn man bedenkt, daß sich die Komponenten der Aggregate gegenseitig nicht beeinflussen, so daß der Gesamteinfluß sehr wohl als ein (gewogenes) Mittel der mit den Raumanteilen Θ_1, Θ_2 gewogenen Einzeleinflüsse gedacht werden kann.

Die Einführung einer — vorläufig unbekannten — Funktion die angibt, wie sich die Eigenschaften mischen, ist wesentlich, da man von vornherein darüber keine Aussage machen kann. In diesem Zusammenhange sei an die Mischungsregel für die Dielektrizitätskonstante von Gemischen erinnert, die Herr L. Silberstein angibt und aus der hervorgehen würde, daß sich die Dielektrizitätskonstanten der Bestandteile selbst mischen[1]):

$$\varepsilon = \frac{V_1 \varepsilon_1 + V_2 \varepsilon_2}{V_1 + V_2}.$$

Indessen haben die Versuche des Herrn M. Grützmacher[2]) die Silbersteinsche Mischungsregel nicht bestätigen können. Es ist aber interessant zu bemerken, daß die Silbersteinsche Formel wohl die Form des Mischungsgesetzes hat; der wesentliche Unterschied liegt aber darin, daß die Eigenschaften selbst als bestimmende Einflüsse zum gewogenen Mittel zusammentreten.

Aus der Gleichung (15) läßt sich nun in Verbindung mit der Mindestforderung, daß sie gegenüber einer Maßstabsänderung unempfindlich ist, ein wichtiger Schluß ziehen. Es soll weiterhin gelten:

$$\varphi(ca_1)\Theta_1 + \varphi(ca_2)\Theta_2 = \varphi(ca), \qquad \Theta_1 + \Theta_2 = 1. \tag{16}$$

Dies ist für beliebiges c nur auf die Weise möglich, daß entweder

$$[\varphi(c) + \varphi(a_1)]\Theta_1 + [\varphi(c) + \varphi(a_2)]\Theta_2 = \varphi(c) + \varphi(a) \tag{17}$$

oder

$$\varphi(c)\varphi(a_1)\Theta_1 + \varphi(c)\varphi(a_2)\Theta_2 = \varphi(c)\varphi(a) \tag{18}$$

ist. Ein Vergleich der Gleichung (16) mit den Gleichungen (17) bzw. (18) führt zu den Funktionalgleichungen:

$$\varphi(ca) = \varphi(c) + \varphi(a) \tag{19}$$

bzw.

$$\varphi(ca) = \varphi(c)\varphi(a). \tag{20}$$

Davon führt die Gleichung (19) einzig auf den Logarithmus, Gleichung (20) auf die Potenz. Unser Ansatz (15) in Verbindung mit der Forderung seiner Unempfindlichkeit gegenüber einer Maßstabsänderung führt also zur logarithmischen Mischungsregel und auf eine Potenzregel, speziell also auch für die erste Potenz auf die Silbersteinsche Formel für die Dielektrizitätskonstante, von der wir aber wissen, daß sie den Messungen nicht entspricht. Zur Entscheidung zwischen den beiden Regeln reicht aber die Einsicht, daß das lineare Gesetz nicht zutrifft, nicht aus.

5. Das Differentialgesetz der Aggregateigenschaft.

Es bleibt übrig, die Änderung der Eigenschaft a nach der Konzentration ϑ, also $\frac{\partial a}{\partial \vartheta}$ zu betrachten. Dies setzt voraus, daß die Abhängigkeit der Eigenschaft vom Raumverhältnis ϑ einen stetigen Verlauf zeigt, wie dies z. B. für die mischkristallfreien Aggregate mit ihrem stetigen, monotonen Verlauf zutrifft.

Es läßt sich leicht zeigen, daß, wenn für die in Frage kommenden Aggregateigenschaften sozusagen das Gesetz des proportionalen Wachsens gilt, d. h. die bezogene Änderung der Eigenschaft nach der Konzentration unveränderlich ist, die logarithmische Mischungsregel in ihre Rechte tritt. $\frac{\partial a}{\partial \vartheta}/a$ muß dann offenbar einem konstanten, dimensionslosen Ausdruck gleich sein, der durch eine Funktion des Eigenschaftsverhältnisses der Bestandtdeile beschrieben werden soll:

$$\frac{\frac{\partial a}{\partial \vartheta}}{a} = \psi\left(\frac{a_1}{a_2}\right). \tag{21}$$

Da nun eine Vertauschung der Rollen der Bestandteile lediglich einen Vorzeichenwechsel von $\frac{\partial a}{\partial \vartheta}$ zur Folge haben kann, so kann man unmittelbar das Bestehen der Funktionalgleichung

$$\psi\left(\frac{a_1}{a_2}\right) = -\psi\left(\frac{a_2}{a_1}\right)$$

folgern, die für ψ einzig auf jeden Logarithmus führt. Damit wird die Gleichung (21) zu

$$\frac{\frac{\partial a}{\partial \vartheta}}{a} = \log\left(\frac{a_1}{a_2}\right). \tag{21*}$$

Die Integration von Gleichung (21*) ergibt mit Berücksichtigung der Grenzbedingungen

$$a = a_1^{\vartheta} a_2^{1-\vartheta}$$

1) L. Silberstein, Wied. Ann. **56**, 661, 1895.
2) M. Grützmacher, Zeitschr. f. Phys. **28**, 342, 1924.

und zeigt außerdem, daß der Logarithmus der natürliche ist. Die Gleichungen (15) und (21*) sind miteinander vereinbar. Das Gesetz des proportionalen Wachsens scheint für gewisse (vektorische) Eigenschaften zuzutreffen, und zwar für Leitfähigkeiten und die Dielektrizitätskonstante, die ja auch vom Charakter einer Leitfähigkeit ist. Für die thermoelektrische Kraft der Zn—Sn- und Sn—Cd-Legierungen gilt aber nach den Messungen von Herrn E. Rudolfi mit großer Annäherung das lineare Gesetz[1]).

Differenziert man die modifizierte Gleichung für die Leitfähigkeit

$$\gamma = \gamma_1^{\sigma + f(\vartheta)\operatorname{Log}\frac{\gamma_1}{\gamma_2}} \gamma_2^{1-\sigma-f(\vartheta)\operatorname{Log}\frac{\gamma_1}{\gamma_2}},$$

so erhält man

$$\frac{\partial \gamma}{\partial \vartheta} = \gamma \log \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \left\{ 1 + \operatorname{Log}\frac{\gamma_1}{\gamma_2} F(\vartheta) \right\}. \qquad (22)$$

Aus den Gleichungen (21*) wie auch (22) folgt nichts über die Art des Aufbaues des Aggregats. Gleichung (22) zeigt das Gesetz des proportionalen Wachsens abgeändert durch einen Korrektionsfaktor, der den Einfluß des Einsaugens der Kraftlinien wiedergibt. Den beiden Logarithmen in Gleichung (22) kommen verschiedene Rollen zu: Der erste ist die Konstante des proportionalen Wachsens, der zweite (in der Klammer { }) legt teilweise den Korrektionsfaktor fest, und zwar nur hinsichtlich des Widerstandsverhältnisses.

6. Die Eigenschaftsrelation $a = \alpha b^\beta$.

Man kann leicht verifizieren, daß, falls durch

$$a = \alpha b^\beta \qquad (23)$$

eine Eigenschaftsrelation beschrieben wird, wo a und b zwei Eigenschaften, α und β beliebige reelle Zahlenwerte bedeuten, die logarithmische Mischungsregel auch für die Eigenschaften b erfüllt ist, wenn sie für a gilt. Man hat nur festzusetzen, daß gleichfalls auch für die Bestandteile des Aggregats

$$a_i = \alpha b_i^\beta \qquad i = 1, 2 \qquad (24)$$

gilt.

Hiermit erscheint Herrn Lichteneckers Forderung, daß die logarithmische Mischungsregel in gleicher Weise für den Widerstand wie für die Leitfähigkeit gelten soll, in einem besonderen Licht: Für $\alpha = 1$, $\beta = -1$ geht (23) über in $a = \frac{1}{b}$, d. h. b ist das Reziprokum von a. Die Gültigkeit der logarithmischen Mischungsregel für Widerstand und Leitfähigkeit ist trivial. Sie würde immer gelten, wenn man für eine Eigenschaft ein — sinnvolles — Reziprokum zuläßt.

Die Gleichung (23) umfaßt weiterhin die Beziehung

$$\varepsilon = n^2$$

für optisch isotrope Körper. Ferner das Gesetz von Wiedemann-Franz: Für alle Körper ist das Verhältnis der Wärmeleitfähigkeit zur elektrischen Leitfähigkeit konstant und proportional der absoluten Temperatur (Lorenz). Es müßte sich also die Wärmeleitfähigkeit auch nach der logarithmischen Mischungsregel berechnen lassen. Indessen ist der Vergleich von Herrn Lichteneckers Berechnung[1]) der Wärmeleitfähigkeit der Zn—Sn-Legierungen mit den Versuchen Herrn Schulzes nicht sehr befriedigend ausgefallen. Allerdings kann man wohl aus dieser einen Meßreihe keine weiteren Schlüsse ziehen. Darüber, ob das Gesetz von Wiedemann-Franz auch für mischkristallfreie Legierungen Geltung hat, ist mir zur Zeit leider nichts Genaueres bekannt. Für Mischkristallaggregate gilt es nur angenähert.

7. Die Härte der Legierungen.

Hier sei der Versuch gemacht, die logarithmische Mischungsregel auch auf die Bestimmung der Härte von mischkristallfreien Metallaggregaten anzuwenden. Aus dem Verlauf der Härte in Abhängigkeit von der Konzentration bei den Zn—Sn-Legierungen glaubten nämlich Calvert und Johnson uud Le Chatelier schließen zu dürfen, daß sie ein mechanisches Gemenge darstellen, was die Herren Kurnakow und Zemczuzny[2]) später bestätigten.

Im folgenden wurden Messungen der Härte an den Zn—Sn-Legierungen, die seit Calvert und Johnson[3]) vorlagen, mit den Werten, die sich nach der logarithmischen Mischungsregel ergaben verglichen.

In Tabelle II sind die von Calvert und Johnson gemessenen Werte nebst den nach der Formel

$$H = H_1^g \cdot H_2^g$$

1) E. Rudolfi, Zeitschr. f. anorg. Chem. **67**, 66, 1910.
2) Für die Potenzregel trifft dies nicht mehr zu. — Ich sehe hier davon ab, welche Eigenschaft die prinzipiellere ist, d. h. in Naturgesetze eingeht.

1) K. Lichtenecker, Physik. Zeitschr. **27**, 833, 1926.
2) N. S. Kurnakow und S. F. Zemczużny, Zeitschr. f. anorg. Chem. **60**, 1, 1908.
3) F. C. Calvert und R. Johnson, Dinglers Polytechn. Journ. **152**, 129, 1859

Tabelle II.

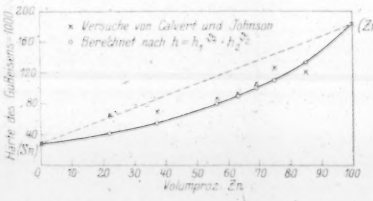
Härte der Zn—Sn-Legierungen (Calvert und Johnson).

Gew.-Proz. Zink	Vol.-Proz.[1] Zink	Härte des Gußeisens = 1000 gemessen	berechnet nach $H = H_1^{p_1} H_2^{p_2}$	berechnet nach Calvert und Johnson[2]
Zinn rein	Zinn rein	27,00	27,00	27,00
21,05	22,078	64,50	41,19	60,85
36,60	37,182	68,75	55,00	82,70
55,61	56,226	85,33	79,19	110,00
62,43	63,014	93,70	90,17	124,58
68,86	69,393	105,20	101,88	131,22
74,43	74,993	125,00	113,20	142,08
84,68	85,010	120,85	137,56	158,33
Zink rein	Zink rein	183,00	183,00	185,00

berechneten wiedergegeben, wobei H_1 und H_2 die Härten der reinen Bestandteile bedeuten. In der letzten Spalte finden sich die von den Forschern nach dem linearen Gesetz

$$H = p_1 H_1 + p_2 H_2$$

(p_1, p_2 Gew.-Proz.) berechneten Legierungshärten. Als Vergleichseinheit diente die Härte des Gußeisens, die 1000 gesetzt wurde. Die Figur zeigt den Verlauf der Härtekurve in Abhängigkeit vom Raumverhältnis.



Zunächst muß gesagt werden, daß die logarithmische Mischungsregel zweifellos den Verlauf qualitativ sehr gut wiedergibt, namentlich im Bereich von 40 bis 90 Vol.-Proz. Weiterhin sieht man sofort das Ungenügende der linearen Mischungsregel (strichlierte Gerade).

Die Meßreihe von Calvert und Johnson selbst weist bedenkliche Mängel auf. So glaube ich nicht an die Werte für 84,68 und 74,43 Gew.-Proz. Zn, da bei 84,68 Zn ein niederer Wert gemessen wurde als bei 74,43, trotzdem der Zinkgehalt stieg. Ebenso verdächtig ist der Sprung in der Härte von 27 auf 64,5 und der nachfolgende kleine Sprung auf 68,75.

1) Zur Umrechnung der Gew.-Proz. in Vol.-Proz. wurden als (mittlere) spezifische Gewichte benützt: Zinn 7,28 Zink 7,1 (siehe Landolt-Börnstein 1912), da keine näheren Aufgaben vorlagen.

2) Berechnet nach Gew.-Proz.

Es wäre wünschenswert, die Messungen von Calvert und Johnson, die nun schon über 65 Jahre zurückliegen, etwa unter Anwendung der Ludwikschen Methode zu wiederholen.

8. Schlußbemerkungen.

Ohne Zweifel gibt die logarithmische Mischungsregel das Wesen des Mischkörpers bei Abwesenheit von sekundären Erscheinungen richtig wieder. Bisher konnten aber nur Stützen für sie erbracht werden, aber gerade die Frage nach dem physikalischen Zustandekommen jener allgemeinen Eigenschaftsfunktionen mußte offen bleiben.

Voraussichtlich wird die Röntgenographie ein umfassenderes Material über die Feinarchitektur der Legierungen beibringen können; dann dürfte wohl auch die Lösung des Problems, wie man aus ihr auf die Eigenschaften der Mischkörper schließen kann, zu erwarten sein.

Meinem Kollegen, Herrn W. Minarech-Brünn, mit dem ich den Inhalt dieser Arbeit besprochen habe, danke ich für manche Anregung.

Nachschrift bei der Korrektur.

Zu 3. — Ich möchte darauf aufmerksam machen, was bisher scheinbar übersehen wurde, daß die Systeme Cd—Zn, Zn—Sn und Cd—Pb, wie man den Zustandsdiagrammen entnehmen kann, im festen Zustande nur beschränkt ineinander löslich sind. So bilden z. B. bei dem System Cd—Zn die beiden Komponenten zwei Reihen von Mischkristallen mit einer Löslichkeitslücke von 4 bis 97 Gew.-Proz. Zn und bei den Zn—Sn-Legierungen löst Zinn bis zu 6 v. H. Zink.

Diese Mischkristallbildungen zu vernachlässigen ist nicht statthaft, da sie leitfähigkeitserniedrigend wirken. Zum mindesten können diese Systeme keine rechte Kontrolle für die

logarithmische Mischungsregel abgeben, da sie nur für Aggregate gilt, deren Komponenten in festem Zustande ineinander unlöslich sind. Übrigens hat man es nicht notwendig, sich auf die genannten „mischkristallfreien" Legierungen zu beschränken, nach dem man doch z. B. in den *Ag—Pb* und *Al—Sn*-Legierungen Systeme besitzt, deren beide Komponenten nicht nur ineinander vollkommen unlöslich sind sondern auch ein — gegenüber den Matthiessenschen Legierungen — großes Leitfähigkeitsverhältnis aufweisen, worauf schon oben (unter 3) hingewiesen wurde.

Das System *Ag—Bi* gehört ebenfalls zu den Legierungen, deren Komponenten beschränkt ineinander löslich sind, und zwar besteht, wie ich nachträglich finde, nach W. Guertler (Zeitschr. f. anorg. Chem. **51**, 397, 1906) bei 99,5 Vol.-Proz. *Bi* ein Knick in der Leitfähigkeitskurve.

Brünn, Februar 1927.

(Eingegangen 17. Februar 1927.)

Über die gemeinsame Wurzel des logarithmischen Mischungsgesetzes und des Ansatzes für die Entropiefunktion.

Von Karl Lichtenecker.

Eine in der Physik. Zeitschrift zur Veröffentlichung gelangende Arbeit des Herrn Dejmek, die allgemeine Grundlagen des logarithmischen Mischungsgesetzes zu diskutieren unternimmt, veranlaßt mich, schon jetzt im Nachfolgenden die letzten, d. h. die bis auf die Einzelwahrscheinlichkeiten der elementaren Vorgänge zurückgehenden Grundlagen des logarithmischen Mischungsgesetzes und seine Gültigkeitsgrenzen kurz zu streifen.

I. Das Gebiet, auf dem das logarithmische Mischungsgesetz — wenn auch nicht unter diesem Namen — die erste Anwendung gefunden hat, ist die Entropie eines Gemisches. Es seien zwei Teilmengen ϑ_1 und ϑ_2 eines und desselben Körpers von verschiedener Temperatur T_1 und T_2 gegeben. Für den Körper habe die bekannte einfache Beziehung Geltung, daß seine Entropie dem Logarithmus der absoluten Temperatur proportional ist, wobei die Gesamtmenge des Körpers der Einfachheit halber die Raumeinheit ausfüllen soll, d. h. $\vartheta_1 + \vartheta_2 = 1$. Bezeichnet allgemein $s = c \lg T$ die auf die Volumeinheit dieses Körpers entfallende Entropie, so sind die Teilbeträge der Entropie S_1 und S_2 beider Bestandteile:

$$S_1 = \vartheta_1 c \lg T_1 \quad \text{und} \quad S_2 = \vartheta_2 c \lg T_2.$$

Solange die molekularen Bausteine des höher temperierten Bestandteiles nicht auf die des tiefer temperierten Bestandteiles einwirken, man also beide Bestandteile als in sich abgeschlossene Teil-Systeme betrachten kann, so ist die auf die Volumeinheit bezogene Entropie des Gesamtsystems die Summe der Teilentropien, also

$$s = S_1 + S_2 = c\,(\vartheta_1 \lg T_1 + \vartheta_2 \lg T_2)$$
$$= c \lg T_1^{\vartheta_1} T_2^{\vartheta_2}$$

in vollkommener formaler Übereinstimmung mit dem Ausdruck, der sich für elektrische[1]) und thermische[2]) Leitfähigkeit, den Widerstand, die Dielektrizitätskonstante[3]) und das Brechungsverhältnis[4]) wahllos durchmischter Körper bewährt hat. Von allen sekundären Prozessen, wie thermische Dilatation usw. sei hier zunächst abgesehen.

Erst durch die gegenseitige Beeinflussung der molekularen Bausteine der beiden verschieden temperierten Bestandteile des betrachteten Gesamtsystems erfolgt der Ausgleich der Temperaturen auf die Mischungstemperatur

$$T = \vartheta_1 T_1 + \vartheta_2 T_2$$

und somit eine Änderung der Gesamtentropie auf den Wert

$$s' = c \lg T = c \lg (\vartheta_1 T_1 + \vartheta_2 T_2).$$

Es ist nun bekanntlich für alle Werte $0 < \vartheta < 1$ der Wert $\vartheta_1 T_1 + \vartheta_2 T_2$ stets größer als $T_1^{\vartheta_1} \cdot T_2^{\vartheta_2}$. Zum Beispiel für $\vartheta_1 = \vartheta_2 = 1/2$ wird das arithmetische Mittel $\frac{T_1 + T_2}{2}$ größer als das geometrische Mittel $\sqrt[2]{T_1 T_2}$. Daher die stets durch Temperaturausgleich eintretende Vergrößerung der Gesamtentropie.

II. Die quantentheoretische Ausgangsformel für die Ableitung der Entropie

$$S = -k \cdot N \sum \lg w_i^{w_i} = -k \sum N_i \lg w_i$$

ist an sich nichts anderes als der allgemeinste Ausdruck des logarithmischen Mischungsgesetzes, wobei w_i die primär den Elementarzustand und N_i die primär seine Häufigkeit charakterisierende Größe ist.

1) Esmarch, Physik. Zeitschr. **25**, 484, 1924.
2) F. Schulze, Zeitschr. f. anorg. Chem. **159**, 325, 1927.
3) K. Lichtenecker, Physik. Zeitschr. **25**, 666, 1924; Ber. d. sächs. Akad. d. Wiss. LXXVI, 1924.
4) K. Lichtenecker, Physik. Zeitschr. **26**, 297, 1925; Karmaus, Dissert. Hannover, 1926.

Die Anwendbarkeit auch dieser allgemeinsten logarithmischen Mischungsformel hat zur Voraussetzung, daß jeder einzelne Elementarzustand eines Systemteilchens zunächst als unabhängig und unbeeinflußt von den übrigen Systemteilchen und deren Zuständen angesehen werden kann.

III. Die Geltung des logarithmischen Mischungsgesetzes für die Leitfähigkeit eines molekularen Gemisches wird analog zu Recht bestehen, wenn der einzelne Elementarvorgang des elektrischen Stromtransportes von den übrigen Elementarvorgängen als unabhängig angesehen werden darf, mag man sich unter diesem Elementarvorgang z. B. die Loslösung eines gebundenen kreisenden Elektrons und seine Umwandlung in ein freies, stromtransportierendes vorstellen, oder was immer sonst.

In diesem Falle kommt dem Geschehnis des elementaren Stromleitungsvorganges eine gewisse charakteristische Wahrscheinlichkeit w_1 und w_2 für jede der beiden Substanzen des Mischkörpers zu. Die auf den cm^3 bezogene Gesamtleitfähigkeit K muß somit dem Produkte der unabhängigen Einzelwahrscheinlichkeiten proportional sein:

$$K = (c_1 w_1)^{\vartheta_1} \cdot (c_2 w_2)^{\vartheta_2} = F(\vartheta_1) w_1^{\vartheta_1} w_2^{\vartheta_2},$$

da die Mengen der vorhandenen Elementarobjekte der beiden Genera 1 und 2 — jede für sich — den Raumanteilen der beiden Bestandteile proportional gehen. Für $c_1 = c_2 = c$ geht der obige Ausdruck über in $\ldots K = c w_1^{\vartheta_1} w_2^{\vartheta_2}$.

Gilt aber das logarithmische Mischungsgesetz für die Leitfähigkeit des Mischkörpers, so ist seine Geltung für den elektrischen Leitungswiderstand eine triviale mathematische Folge[1]). Durch eine analoge, auf die einzelnen Elementarvorgänge bezogene Wahrscheinlichkeitsbetrachtung, wie bei der Leitfähigkeit, hätte können die Geltung des Gesetzes für den elektrischen Widerstand allerdings von vornherein nicht erschlossen werden.

Es ist schließlich nicht unwesentlich, besonders darauf hinzuweisen, daß sich das im Vorstehenden Gesagte auf molekulare, nicht auf grobmechanische, regellose Gemische bezieht. Insofern als die in den früheren Arbeiten des Verf. für mechanische Konglomerate gegebenen Herleitungen des logarithmischen Mischungsgesetzes z. T. ihre Grundlage verlieren, wenn die das Konglomerat konstituierenden Bausteine in ihrer Größenordnung mit der der Moleküle vergleichbar werden, soweit nämlich die Überlegungen auf Variation des Stromfadenquerschnittes beruhen, so bedeutet die vorliegende Arbeit eine sinnvolle und notwendige Ergänzung, beziehungsweise Erweiterung des Geltungsbereiches auf das Gebiet disperser und molekularer Gemische.

1) K. Lichtenecker, Physik. Zeitschr. **25**, 169, 193, 225, 1924.

Zusammenfassung.

Die experimentelle Verifizierung der Geltung des logarithmischen Mischungsgesetzes für die Leitfähigkeit bzw. den Leitwiderstand eines regellosen molekularen Gemisches im einzelnen Fall erscheint daher wesentlich als Nachweis der Unabhängigkeit der in beiden Bestandteilen auftretenden elementaren Leitungsvorgänge und eine eventuelle experimentell festgestellte Abweichung von diesem Gesetze gibt ein Maß für die gegenseitige Beeinflussung (Bindung) der elementaren Bestandteile beider Komponenten.

Prag-Reichenberg, 13. April 1927.

(Eingegangen 19. April 1927.)

Anomale Dispersion und Absorption elektrischer Wellen.

(Abgekürzte Mitteilung.)

Von San-ichiro Mizushima.

Die spektroskopischen Untersuchungen, welche uns Aufschluß über den Atom- und Molekülbau geben, können nur dann fruchtbar sein, wenn die Studien der elektromagnetischen Spektra über das ganze Gebiet erstreckt werden. Während wir im Bereiche der sichtbaren, ultraroten, oder noch kurzwelligeren Strahlen ziemlich hinreichende Angaben haben, finden wir nur spärliche Untersuchungen im Gebiete elektrischer Wellen. Indessen können wir mit allem Rechte vermuten, daß die spektroskopischen Untersuchungen in diesem Gebiet die Schwingungen der großen Massenpartikeln, d. h. die der Moleküle oder ihrer Konglomerate betreffen.

Die vorliegende Arbeit enthält Untersuchungen über elektrische Spektra; es ist die Dielektrizitätskonstante und Absorption einiger organischer Flüssigkeiten bei verschiedenen Temperaturen und Wellenlängen gsmessen worden.

Mit Hilfe von Elektronenröhren werden ungedämpfte Schwingungen verschiedener Wellenlänge erzeugt, und zwar von 3,08 m, 9,5 m und 50 m. Die Wellenlängen wurden einerseits direkt im Lecherschen Paralleldrahtsystem bestimmt, andererseits mit Resonanzkreis aus bekannter

Kapazität und Selbstinduktion. Dielektrizitätskonstante und Absorption werden mit der Resonanzmethode gemessen. Die anomale Absorption kann aus der Verminderung der Stromstärke im Resonanzkreis ermittelt werden; sie wird jeweils mit der normalen Absorption (Absorption, die der elektrolytischen Leitfähigkeit zuzuschreiben ist) verglichen. Die DK bestimmt man durch Substitution einer kleinen Kapazität, welche parallel zur Hauptkapazität des Resonanzkreises geschaltet ist. Kapazitätsänderungen zufolge Absorption werden empirisch durch Benutzung von Elektrolytlösungen bekannter DK ermittelt und korrigiert.

Die interpolierten Werte aus den zahlreichen Messungen werden in der folgenden Tabelle wiedergegeben, wobei $\varepsilon_{beob.}$ die beobachtete DK bedeutet und K die der anomalen Absorption äquivalente Leitfähigkeit.

Äthylalkohol $a = 1{,}8 \times 10^{-8}$ cm.

Temp.	η	ε_0	$\lambda = 50$ m			$\lambda = 9{,}5$ m			$\lambda = 3{,}08$ m			ε_∞
			$\varepsilon_{ber.}$	$\varepsilon_{beob.}$	$K \times 10^5$	$\varepsilon_{ber.}$	$\varepsilon_{beob.}$	$K \times 10^5$	$\varepsilon_{ber.}$	$\varepsilon_{beob.}$	$K \times 10^5$	
40	—	—	—	—	$< 1{,}0$	—	22	1	—	22,5	5	—
20	0,0119	25,8	26	25	1,0	26	25	1	25	25	13	1,85
0	0,0177	28,4	28	28	1,0	28	28	2	20,5	28	32	1,88
— 20	0,0276	32,0	32	31,5	1,0	31	31	6	25,5	26	72	1,91
— 40	0,0490	35,3	35	35	1,0	31	33	15	18	17,5	80	1,94
— 60	0,0959	39,7	39	39	1,2	25	24	36	9	9	47	1,98

Propylalkohol $a = 2{,}0 \times 10^{-8}$ cm.

Temp.	η	ε_0	$\lambda = 50$ m			$\lambda = 9{,}5$ m			$\lambda = 3{,}08$ m			ε_∞
			$\varepsilon_{ber.}$	$\varepsilon_{beob.}$	$K \times 10^5$	$\varepsilon_{ber.}$	$\varepsilon_{beob.}$	$K \times 10^5$	$\varepsilon_{ber.}$	$\varepsilon_{beob.}$	$K \times 10^5$	
40	—	—	—	18,5	$< 1{,}0$	—	19	< 1	—	19	8	—
20	0,0226	22,2	22	21,5	1,0	22	22	2	20	20,5	21	1,92
0	0,0388	24,8	25	24	1,0	24	25	5	17	17,5	48	1,95
— 20	0,0716	27,5	27,5	27,5	1,0	22	24	14	10,5	11	50	1,98
— 40	0,154	30,5	29	30	1,2	14	15	23	5	6,5	22	2,02
— 60	0,386	33,7	22,5	24	4,8	6	7	12	3	5	9	2,05

Isobutylalkohol $a = 2{,}0 \times 10^{-8}$ cm.

Temp.	η	ε_0	$\lambda = 50$ m			$\lambda = 9{,}5$ m			$\lambda = 3{,}08$ m			ε_∞
			$\varepsilon_{ber.}$	$\varepsilon_{beob.}$	$K \times 10^5$	$\varepsilon_{ber.}$	$\varepsilon_{beob.}$	$K \times 10^5$	$\varepsilon_{ber.}$	$\varepsilon_{beob.}$	$K \times 10^5$	
40	—	—	—	—	—	—	16	< 1	—	16	10	—
20	0,0301	20,0	20	19,5	$< 1{,}0$	19	19	3	15,5	16	29	1,95
0	0,0804	21,8	22	22	1,0	19	20	10	10	10	42	1,99
— 20	0,182	24,5	23,5	24	1,3	12	11	20	4,5	4,5	17	2,02
— 40	0,56	27,0	17,5	18,5	4,1	4	5	9	2,5	3,5	4	2,05
— 60	—	—	—	6	2,6	—	4	2	—	3	2	—

Amylalkohol $a = 2{,}1 \times 10^{-8}$ cm.

Temp.	η	ε_0	$\lambda = 50$ m			$\lambda = 9{,}5$ m			$\lambda = 3{,}08$ m			ε_∞
			$\varepsilon_{ber.}$	$\varepsilon_{beob.}$	$K \times 10^5$	$\varepsilon_{ber.}$	$\varepsilon_{beob.}$	$K \times 10^5$	$\varepsilon_{ber.}$	$\varepsilon_{beob.}$	$K \times 10^5$	
40	—	—	—	—	—	—	13	1	—	13,5	9	—
20	0,0437	16,0	16	15	$< 1{,}0$	16	16	2	13	13	26	1,98
0	0,0876	17,5	17,5	17,5	1,0	15	17	9	7,5	7,5	30	2,02
— 20	0,207	19,7	18,5	19	1,0	9	10	10	4	4	10	2,05
— 40	0,58	21,8	14	13	3,6	4	5	4	2,5	3	3	2,08
— 60	—	—	—	5,5	1,7	—	4	2	—	3	2	—

Glyzerin.

Temp.	ε (Graffunder) $\lambda = 440$ m	$\lambda = 50$ m		$\lambda = 9.5$ m		$\lambda = 3.08$ m		ε (Bock) $\lambda = 1.36$ m
		$\varepsilon_{beob.}$	$K \times 10^5$	$\varepsilon_{beob.}$	$K \times 10^5$	$\varepsilon_{beob.}$	$K \times 10^5$	
40	39	39	$< 1{,}0$	40	4	40,5	58	33
20	43	43	1.0	41	15	28,5	95	14
0	47	56	4,0	20	20	9	30	5,5
— 20	42	15	2,4	8	4	5	6	3
— 40	—	6	$< 1{,}0$	4	1	4	< 2	3
— 60	—	4,5	$< 1{,}0$	4	< 1	3	< 2	3

Die DK ist bei höheren Temperaturen vollständig unabhängig von der Wellenlänge und gleich der statischen DK, sogar für die Wellenlänge 3,08 m. Erniedrigt man schrittweise die Temperatur, so tritt ein abnormales Verhalten der DK auf, ihre Werte fallen, und zwar beginnt diese Erscheinung zunächst bei den kürzeren Wellen, verbreitet sich mit sinkender Temperatur auch auf die längeren Wellen, und schließlich erreicht die DK einen Wert nahe dem Quadrate des optischen Brechungsexponenten. Dieser „optische" Wert wird wiederum bei kürzeren Wellen früher erreicht, bei den längeren erst bei genügend tiefer Temperatur. In der vorliegenden Arbeit ist dieser stetige Abfall der Dielektrizitätskonstanten an einigen Alkoholen experimentell bestätigt worden; man sieht sehr schön, wie das Gebiet anomaler Dispersion elektrischer Wellen bei fallender Temperatur sich aus dem Gebiete der kürzeren Wellen gegen die längeren hin verschiebt.

Im weiteren findet man für die Absorption, daß diese im Gebiete der normalen DK äußerst schwach ist, sehr stark dagegen dort, wo die DK sich mit der Wellenlänge verändert, und wiederum schwach wird, im Gebiete der „optischen" DK.

Diese erwähnten experimentellen Befunde stimmen mit der Dipoltheorie vollständig überein. Nach dieser Theorie sind die großen Werte der statischen Polarisation der Orientierung der Dipolmoleküle zuzuschreiben. Bringt man solche Moleküle in ein Wechselfeld, dessen Schwingungszahl über einem gewissen Wert steht, so werden die Moleküle nicht mehr genügend Zeit finden, sich während einer Schwingung so weit einzustellen, daß das statische Moment der Volumeneinheit erreicht werden kann. Bei sehr schnellen Schwingungen fehlt überhaupt jeder Beitrag einer Richtungseinstellnng der Moleküle, so daß für die DK nur noch die Verschiebungselektronen in Frage kommen. Je mehr man die Temperatur erniedrigt, desto größer wird mit der Zunahme der inneren Reibung der Widerstand gegen die Molekularrotation, infolgedessen verschiebt sich das anomale Gebiet nach längeren Wellenlängen. Eine ähnliche Verschiebung müßte man erwarten, wenn man das Alkylradikal der Alkohole vergrößern würde, indem dadurch der Molekulardurchmesser, sowie die Zähigkeit für die höheren Homologe größer würden, und folglich auch der Widerstand gegen die Molekularrotation.

Debye[1]) versuchte, die Sache quantitativ zu fassen: ausgehend von seiner Verteilungsfunktion der Dipolachsen, kam er zu dem folgenden Ausdruck für die Abhängigkeit der DK von Frequenz und Temperatur.

$$\varepsilon = \frac{\left[\left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_0+2}\right)^2 + \frac{\omega^2\varrho^2}{k^2T^2}\left(\frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon_\infty+2}\right)^2\right]}{\left[\left(\frac{1}{\varepsilon_0+2}\right)^2 + \frac{\omega^2\varrho^2}{k^2T^2}\left(\frac{1}{\varepsilon_\infty+2}\right)^2\right]} \cos^2\frac{\varphi}{2},$$

wo

$$\operatorname{tang}\varphi = \frac{\omega\varrho}{kT}\,\frac{\varepsilon_0+2}{\varepsilon_\infty+2}\,\frac{1-\frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon_0}}{1+\frac{\omega^2\varrho^2}{k^2T^2}\left(\frac{\varepsilon_0+2}{\varepsilon_\infty+2}\right)^2\frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon_0}},$$

und

$$\varrho = 8\pi\eta\alpha^3,$$

ε: die in dem Wechselfeld $\left(\text{Schwingungszahl} = \frac{\omega}{2\pi}\right)$ gemessene DK;

ε_0: statische DK;

ε_∞: „optische" DK (für hochfrequente Welle, bei welcher der Dipoleffekt verschwindet);

η: Konstante der inneren Reibung;

α: Molekulardurchmesser; T: absolute Temperatur;

k: Boltzmannsche Konstante.

Berechnen wir nun an Hand der Debyeschen Formel die DK der einwertigen Alkohole, wobei wir die Werte für ε_0 den Messungen von Abegg und Seitz[2]) entnehmen und ε_∞ gleich dem Quadrate des Brechungsexponenten für die

1) Debye, Verh. d. D. Phys. Ges. 15, 777, 1913; siehe auch Handbuch für Radiologie, Bd. VI.

2) Abbegg u. Seitz, Zeitschr. f. physik. Chem. 29, 242, 1899.

D-Linie setzen. Den Molekulardurchmesser α von C_2H_5OH wollen wir aus der inneren Reibung im gasförmigen Zustande berechnen, und für die andern homologen Alkohole zur Berechnung von α Proportionalität zwischen α^3 und der van der Waalsschen Konstanten b annehmen; die innere Reibungskonstante entnehmen wir Messungen von Herrn Yoshizaki. Wie die oben stehenden Tabellen zeigen, stimmen die berechneten Werte ($\varepsilon_{ber.}$) ziemlich gut mit dem beobachteten ($\varepsilon_{beob.}$) überein.

Glyzerin ist bekannt als Absorbent und bis jetzt allein systematisch studiert worden[1]). Qualitativ ist die Debyesche Theorie ebenfalls gültig; dagegen würde sie quantitativ einen zu kleinen Wert für α ergeben ($\alpha = 0{,}28 \cdot 10^{-8}$ cm). Es sei aber erwähnt, daß Glyzerin einen abnorm hohen Wert der inneren Reibungskonstanten hat, und es ist deshalb sehr fraglich, ob η im Ausdruck für die molekulare Reibungskonstante ($8\pi\eta\alpha^3$) gleichgesetzt werden darf der inneren Reibungskonstanten des Glyzerins. Von diesem Gesichtspunkte aus dürfte man demnach keine quantitative Übereinstimmung des experimentellen Befundes mit der Debyeschen Theorie erwarten. Glyzerin kann vielleicht als ein kolloidales System betrachtet werden; dann müßte die innere Reibungskonstante eben wesentlich verschieden sein von derjenigen, die für die Molekularrotation in Frage kommt.

Die näheren Angaben über die Messungen sind zu finden in „The Bulletin of the Chemical Society of Japan I; 47, 83, 115, 143, 163, 1926".

Es ist mir eine angenehme Pflicht, dem hochverehrten Herrn Prof. Dr. M. Katayama meinen herzlichen Dank auszusprechen für sein wertvolles Interesse, das er meiner Arbeit entgegengebracht hat.

1) Graffunder, Ann. d. Phys. **70**, 225, 1923 u. Bock, Zeitschr. f. Phys. **31**, 534, 1925.

Tokyo, Kaiserliche Universität, Chemisches Institut der wissenschaftlichen Fakultät.

(Eingegangen 10. März 1927.)

Neue Tatsachen betreffend die Axialität der Lichtemission und der Struktur chemischer Atome.

Von J. Stark.

Wie die Beobachtungen und die Theorie des Effektes des elektrischen Feldes auf Spektrallinien ergeben, besitzt das elektrische Feld des Wasserstoffatomions, aus dem die Emission der H-Serienlinien kommt, für sich allein eine zentral symmetrische Struktur; die Kombination aus diesem H-Atomionfeld und einem äußeren homogenen elektrischen Feld („überlagertes H-Atomionfeld") besitzt dagegen eine rotatorisch symmetrische Struktur; die „Drehachse" des überlagerten H-Atomionfeldes fällt zusammen mit der Achse des übergelagerten Außenfeldes. Stellt der Beobachter seine Sehachse senkrecht zur Drehachse des überlagerten H-Atomionfeldes, so nimmt er an den H-Serienlinien den Quereffekt wahr: pa-Komponenten, welche elektrisch parallel der Drehachse schwingen, und se-Komponenten, welche elektrisch senkrecht zur Drehachse schwingen; und zwar erscheinen sowohl auf der kurzwelligen wie auf der langwelligen Seite einer jeden H-Serienlinie symmetrisch zu deren Lage die pa- und se-Komponenten.

Dies sind bekannte Tatsachen. Nun habe ich folgende neue Tatsachen festgestellt. Jeder langwelligen pa-Komponente und jeder langwelligen se-Komponente (Linie) des überlagerten H-Atomionfeldes entspricht eine Serienlinie zweiter Ordnung des Atomionfeldes eines schweren Elements wie He, Li oder Hg; die langwelligen pa- und se-(Komponenten) Linienserien des überlagerten H-Atomionfeldes sind also durchaus analog den Linienserien zweiter Ordnung der schweren Elemente. Dagegen fehlen bei den schweren Elementen wie He, Li oder Hg diejenigen Serien, welche den kurzwelligen pa- und se-Linien-Serien des überlagerten H-Atomionfeldes entsprechen würden.

Aus diesen zwei fundamentalen Tatsachen ziehe ich folgenden Schluß: Dasjenige Feld des Atomions schwerer Elemente, welchem die Emission ihrer Serien zweiter Ordnung eigentümlich ist, besitzt eine rotatorisch symmetrische Struktur wie das überlagerte H-Atomionfeld, also auch eine „Drehachse"; indes erstreckt sich das Atomionfeld der schweren Elemente vom Atomkern weg in der Drehachse nicht nach zwei Seiten wie das überlagerte H-Atomionfeld, sondern vom Atomkern weg in der Drehachse nur nach einer Seite, und zwar entspricht das einseitige Atomionfeld der schweren Elemente derjenigen Seite des überlagerten H-Atomionfeldes, auf welcher das Eigenfeld des H-Atomions durch das Außenfeld verstärkt ist.

Die vorstehende grundsätzliche Erkenntnis sei auf das Beispiel des Heliums angewandt. Dieses Element besitzt bekanntlich zwei Systeme von Serien zweiter Ordnung, das System der Orthoserien und das System der Paraserien. Jede der zwei Serienarten wird von einem Atomionfeld emittiert, das sich in der Drehachse vom He-Kern weg erstreckt; indes hat das Elektron, welches während der Emission einer Linie im He-Atomionfeld um die Drehachse herumläuft, für die Orthoserien die entgegengesetzte Um-

laufrichtung wie für die Paraserien. Für die Umlaufrichtung des Elektrons im *He*-Atomionfeld läßt sich deswegen ein Vorzeichen angeben, weil gegenüber dem emittierenden Atomionfeld auf der entgegengesetzten Seite des Kerns ein zweites Elektron um die durch den Kern gehende Drehachse läuft, und zwar in der energetisch tiefsten Bahn ohne Emission. Das *He*-Atom besteht demnach aus einem Kern mit einer ausgezeichneten Drehachse und zwei Elektronen, welche auf den zwei Seiten des Kernes exzentrisch zu ihm um die Drehachse, ein jedes in einem einseitigen Atomionfeld von Seite des Kernes, herumlaufen. Im normalen, also energetisch tiefsten Zustand des Atoms laufen die zwei Elektronen auf nahezu gleich großen Kreisen in nahezu gleichen Abständen vom Kern um die Kerndrehachse herum, indes in entgegengesetzten Richtungen zueinander. Während der Emission einer Serienlinie läuft das eine der zwei Elektronen, das „Dunkelelektron", unverändert auf seiner energetisch tiefsten Kreisbahn um die Drehachse weiter, dagegen geht das andere Elektron, das „Leuchtelektron", in seinem einseitigen Atomionfeld von einer energetisch höheren Anfangsbahn nach einer energetisch tieferen Endbahn unter Abgabe von Energie an das emittierende Atomionfeld über; hat hierbei das Leuchtelektron für einen in die Drehachse schauenden Beobachter die gleiche Umlaufrichtung wie das Dunkelelektron, so ist die emittierte Linie eine Paralinie; hat es entgegengesetzte Umlaufrichtung, so ist die emittierte Linie eine Ortholinie.

Für die Beschreibung weiterer Tatsachen ist eine Charakteristik der Anfangs- und der Endbahnen des Leuchtelektrons in bezug auf die Drehachse seines Atomionfeldes notwendig; ich folge hierbei der experimentell bestätigten Theorie des Effektes des elektrischen Feldes auf die *H*-Serienlinien. Die Bewegung des Leuchtelektrons in seinem Atomionfeld läßt sich zerlegen in eine Bewegung um die Drehachse und in eine Bewegung in einer zusammen mit ihm um die Drehachse laufenden Ebene. Jene, die „äquatoriale" Bewegung wird quantisiert durch die „äquatoriale" Quantenzahl, diese, die „meridionale" Bewegung wird quantisiert durch eine Kombination zweier Zahlen, die „meridionalen" Quantenzahlen. Eine Anfangs- oder eine Endbahn wird charakterisiert durch Aneinanderreihung dreier ganzer Zahlen, und zwar seien wie üblich in dieser Reihe an erster und zweiter Stelle die zwei meridionalen Quantenzahlen gesetzt, an die dritte Stelle die äquatoriale Quantenzahl; zum Beispiel ist die Quantenformel für die Anfangsbahn einer Effektkomponente von H_β 013. Bekanntlich sind die äquatorialen Quantenzahlen der Anfangs- und der Endbahn für die pa-Komponenten der Linien des überlagerten *H*-Atomionfeldes gleich groß, für die se-Komponenten dagegen um eine Einheit voneinander verschieden.

Nun können folgende Tatsachen mitgeteilt werden. Diejenigen Serien (pa-Serien) schwerer Elemente, welche den pa-Linien des überlagerten *H*-Atomionfeldes entsprechen, nehmen erst unter dem Zwang eines über ihr Atomionfeld gelagerten äußeren elekrischen Feldes von mehr als 10000 Volt/cm eine warnehmbare Intensität an. Diejenigen Serien (se-Serien) schwerer Elemente, welche den se-Linien des überlagerten *H*-Atomionfeldes entsprechen, erreichen zum Teil schon in sehr viel schwächeren äußeren elektrischen Feldern eine wahrnehmbare Intensität. Die übrigen se-Serien erscheinen auch ohne den Zwang eines äußeren Feldes; es sind dies die bis vor kurzem allein bekannten Serien zweiter Ordnung: Die Hauptserie $2s - m\dot{p}$, die diffuse Nebenserie $2p - m\dot{d}$ und die scharfe Nebenserie $2p - ms$. Da über diese Serien weiter unten wichtige neue Tatsachen mitgeteilt werden, seien in der nachstehenden Tabelle die Quantenformeln für ihre Anfangs- und Endbahnen gegeben.

Serienart	Formel	Endbahn	Anfangsbahnen $m=2$	3	4	5	6
Scharfe Nebenserie	$2\dot{p} - ms$	002		021	031	041	051
Hauptserie	$2s - m\dot{p}$	011	002	012	022	032	042
Diffuse Nebenserie	$2p - m\dot{d}$	002		003	013	023	033

Die Zahlen in dieser Tabelle entsprechen streng nur den Linienserien des überlagerten *H*-Atomionfeldes. Für die Serien der schweren Elemente stimmen zwar die ganzzahligen äquatorialen Quantenzahlen genau mit denjenigen der entsprechenden *H*-Serien überein; jedoch ist bei ihnen die Kombination der meridionalen Quantenzahlen, welche nicht ganzzahlig zu sein brauchen, etwas von derjenigen der *H*-Serien verschieden. Für die erste Übersicht und in erster Annäherung seien indes für die Serien der schweren Elemente die meridionalen Quantenzahlen der *H*-Serien beibehalten.

Die Ortho- und die Paraserien des Heliums lassen sich dadurch voneinander unterscheiden, daß über die äquatoriale Quantenzahl für die Orthoserien das Vorzeichen —, für die Paraserien das Vorzeichen + gesetzt wird. Die Formel für die Orthohauptserie zweiter Ordnung lautet demnach: $01\bar{1} - 0(m-2)\bar{2}$, für die Parahauptserie zweiter Ordnung: $001 - 0(m-2)\overset{+}{2}$. Die Parahauptserie erster Ordnung $001 - 0(m-2)\overset{+}{2}$ ist bereits beobachtet worden, die Orthohauptserie erster Ordnung 001 —

$o(m-2)\,\overline{2}$ hat sich wohl infolge von Absorption bis jetzt der Beobachtung entzogen. Ein Parazustand (Parabahn) liegt energetisch höher als der entsprechende äquatorial entgegengesetzte Orthozustand und ist darum nicht so stabil (beständig) wie dieser.

Nach dieser Einschaltung über die zwei Seriensysteme des Heliums sei im folgenden ohne Rücksicht auf das Vorzeichen der äquatorialen Quantenzahl die Lage der Bahnen für verschiedene Serienlinien beschrieben.

Für die Bahnen 002 und 003 bleibt das Leuchtelektron in der Meridianebene in einem Punkt liegen; im ganzen bewegt sich also das Elektron für diese Bahnen auf Kreisen senkrecht zur Drehachse seines Atomionfeldes. Für die übrigen Bahnen bewegt sich das Elektron in der Meridianebene auf Parabelsegmenten, die um so mehr gegen die Drehachse geneigt sind, je größer die Differenz zwischen der zweiten und der ersten meridionalen Quantenzahl ist. Im ganzen kann man diese Bahnen in erster Annäherung als ebene Ellipsenbahnen behandeln, deren Brennpunkt in der Drehachse liegt und deren Ebene um so weniger gegen die Drehachse des emittierenden Atomionfeldes geneigt ist, je größer die Differenz der meridionalen Quantenzahlen ist. Während also die Ebene der Bahnen 002 und 003 auf der Drehachse senkrecht steht, bildet sie für die Bahn 011 einen spitzen Winkel mit der Drehachse; für die Bahn 021 ist dieser Winkel kleiner als für die Bahn 012. Er nimmt entlang den drei Serien mit steigender Gliednummer m ab und ist bei gleicher Gliednummer für die Hauptserie kleiner als für die diffuse Nebenserie und noch kleiner für die scharfe Nebenserie.

Die axiale Struktur des emittierenden Atomionfeldes eines Elements bedingt eine Axialität der Polarisation und der Intensitätsverteilung der emittierten Serienlinien. Die Beobachtung an einem einzelnen emittierenden Atomionfeld würde folgende Ergebnisse liefern. Stünde die Sehachse des Beobachters senkrecht auf der Drehachse des emittierenden Atomionfeldes, so würden dem Beobachter die Linien der *se*-Serien (Hauptserie, scharfe und diffuse Nebenserie) streng linear polarisiert erscheinen, und zwar würden sie ausnahmslos elektrisch senkrecht zur Drehachse schwingen. Fiele die Sehachse mit der Drehachse zusammen und würde außerdem das Atomionfeld auf den Beobachter zulaufen, dann würden diesem die bezeichneten *se*-Linien zirkular polarisiert erscheinen, und zwar rechts oder links zirkular je nach der Richtung des Umlaufes des Leuchtelektrons um die Drehachse. Dies die Polarisation. Was läßt die klassische elektromagnetische Theorie hinsichtlich der räumlichen Intensitätsverteilung erwarten? Die Dissymmetrie des emittierenden Atomionfeldes eines schweren Elementes bedingt eine Dissymmetrie in der räumlichen Intensitätsverteilung. Ein Maximum der emittierten Intensität würde ein Beobachter in einer Sehachse parallel der Atom Drehachse in der Richtung (0°) Kern → Atomionfeld wahrnehmen; für wachsende Winkel zwischen Drehachse und Sehachse würde die Intensität kleiner erscheinen; es würde also bei senkrechter Stellung (90°) der zwei Achsen die Intensität J_{90} erheblich kleiner als die Intensität J_0 sein, bei weiterem Wachsen des bezeichneten Winkels würde die Intensität noch weiter abnehmen und würde für einen Winkel von 180°, wenn also der Beobachter das emittierende Atomionfeld von der „Rückseite" ansehen würde, am kleinsten sein.

Die vorstehenden Überlegungen können durch das Experiment geprüft werden. Zwar ist das Ideal in dieser Hinsicht, die Beobachtung an einem einzelnen Atomionfeld, nicht zu erreichen. Die Beobachtung muß aus naheliegenden Gründen an einem Aggregat emittierender Atomionfelder durchgeführt werden. Unter den gewöhnlichen Versuchsbedingungen sind die emittierenden Atomionfelder eines Aggregats in bezug auf die Sehachse des Beobachters axial vollkommen ungeordnet; darum besitzt die Emission einer *se*-Linie von Seite eines solchen Aggregats keine Axialität, weder hinsichtlich der Polarisation, noch hinsichtlich der Intensität. Nun habe ich aber bereits im Jahre 1906 einen Fall von polarisierter Lichtemission aufgefunden, nämlich die Polarisation der Lichtemission von Kanalstrahlen. Ferner habe ich bereits im Jahre 1910 einen Fall von Emission aufgefunden, in welcher die Intensitäten einer Serienlinie in zwei um 180° verschiedenen Emissionsrichtungen verschieden groß erschienen, nämlich die Emission von scharfen Nebenserienlinien des Quecksilbers von Seite von *Hg*-Kanalstrahlen.

Schon Anfang vorigen Jahres habe ich die grundlegende Bedeutung dieser zwei Entdeckungen für die Erforschung der axialen Struktur von emittierenden Atomionfeldern erkannt. Auf Grund der vorhergehenden Überlegungen läßt sich nämlich aus den zwei Erscheinungen folgern, daß in der Lichtemission der Kanalstrahlen eine gewisse axiale Ordnung der emittierenden Atomionfelder in bezug auf die Geschwindigkeitsachse der Kanalstrahlen besteht. Ich beschloß darum, die Polarisation der Lichtemission der Kanalstrahlen und die Axialität der Intensität dieser Lichtemission zum Gegenstand eingehender experimenteller Untersuchungen zu machen, und zwar für das einfachste Element nach dem Wasserstoff, für das Helium. Herr Dr. Rudolf Freiherr v. Hirsch er-

möglichte mir die Durchführung dieser Untersuchungen, indem er mir sein Privatlaboratorium auf Schloß Planegg bei München zur Verfügung stellte und an den Untersuchungen selbst in sehr wertvoller Weise Anteil nahm. Die Untersuchung der Polarisation der Emission der *He*-Linien in den Kanalstrahlen führte ich gemeinsam mit Herrn v. Hirsch und seinem Assistenten Herrn Dr. Döpel durch, die Untersuchung über die Axialität der Intensität dieser Emission gemeinsam mit Herrn v. Hirsch allein.

Ehe ich über die Ergebnisse dieser Untersuchungen hinsichtlich der Axialität der Emission von *He*-Linien berichte, muß zu ihrem Verständnis ein kurzer Bericht über eine Untersuchung eingeschaltet werden, welche den Ursprung der Polarisation der Lichtemission der Kanalstrahlen aufklären sollte. Wir ließen *H*-Kanalstrahlen von (5 bis 10) · 10^7 cm/sec Geschwindigkeit aus einem Raum von 0,03 mm H_2-Druck durch einen Schlitz von 2 mm Tiefe und 0,2 mm Breite in einem Raum von 0,0015 mm Druck (Abklingraum) übertreten und hier verlaufen. Senkrecht zur Achse der Kanalstrahlen beobachteten wir entlang dem Kanalstrahlenbündel im Schlitz und im Abklingraum die Intensität J_β des parallel und die Intensität J_s des senkrecht zur Geschwindigkeitsachse schwingenden Lichtes. Ergebnisse: Die Intensitäten J_β und J_s fallen beide vom Schlitzende weg im Abklingraum auf einer Strecke von ungefähr 1 mm ziemlich rasch ab, dann fallen sie auf einer Strecke von ungefähr 2 mm viel langsamer ab und danach in 3—4 mm Abstand vom Schlitz wieder rascher; innerhalb des Schlitzes ist die Polarisation erheblich $\left(1 - \frac{I_\beta}{I_s} = +\right)$, nimmt vom Schlitzende weg auf der Strecke raschen Intensitätsabfalles ab, ist auf der Strecke langsamen Intensitätsabfalles nahezu Null $\left(1 - \frac{I_\beta}{I_s} = 0\right)$ und wächst danach entlang dem Weg im Abklingraum wieder langsam an.

Aus diesen Beobachtungen folgere ich: Es gibt in der Lichtemission der Kanalstrahlen hinsichtlich des zeitlichen Ablaufs zwei Arten von Leuchten, ein Leuchten, das unmittelbar an den erregenden Stoß sich anschließt und gleichzeitig an allen so erregten Emissionsträgern abklingt („Stoßleuchten"), und ein Leuchten, das erst längere Zeit nach den erregenden Stößen in einem Aggregat von energetisch gespannten Trägern von Träger zu Träger in verschiedenen Zeitpunkten beginnt und entsprechend dem zeitlichen Ablauf der Entspannung des Trägeraggregates abklingt („Phosphoreszenz- oder Nachleuchten"). Das Stoßleuchten trägt an sich vom unmittelbar vorausgehenden Stoße her eine axiale Ordnung der emittierenden Atomionfelder und ist darum polarisiert. Das Nachleuchten ist an ruhenden Trägern unpolarisiert, da diese zunächst axial ungeordnet sind; es kann jedoch durch die geordnete Bewegung der Träger infolge der geordneten Einwirkung vorbeistreifender molekularer Kraftfelder polarisiert werden, indem seine Träger durch diese Einwirkung axial geordnet werden. Die grundlegenden Messungen Wiens über das Abklingleuchten der Kanalstrahlen beziehen sich nach meinem Dafürhalten auf das Nachleuchten; freilich bedarf diese Vermutung noch einer eingehenden experimentellen Prüfung. Aus unseren Beobachtungen ergibt sich, daß das Stoßleuchten der Linie H_β entsprechend der Forderung der klassischen Theorie erheblich rascher als das Stoßleuchten von H_α abklingt.

An Kanalstrahlen, die in einem Gas verlaufen, findet im allgemeinen eine Überlagerung der zwei Arten von Leuchten statt; je nach der Linienart und den Versuchsbedingungen kann in der Überlagerung die eine oder die andere Art des Leuchtens überwiegen. Man mag diesen Umstand als undurchsichtige Komplikation empfinden. Indes haben wir physikalische Tatsachen zu respektieren und unsere Aufgabe in ihrer sorgfältigen Analyse zu erblicken.

Hinsichtlich der axialen Ordnung der emittierenden Atomionfelder ist auf Grund unserer bisherigen Kentnisse über den elementaren Träger und Vorgang der Emission einer Serienlinie Folgendes zu erwarten. Laufen axial ungeordnete Atome bzw. Atomionfelder als Kanalstrahlen durch ein Gas, so ist die Wahrscheinlichkeit der Stoßerregung an einem einzelnen Teilchen nicht für alle diesem eigentümlichen Linien gleich groß; sondern es wird vorzugsweise diejenige Linie an dem einzelnen Atomionfeld angeregt werden, für welche zwei Bahnebenen eine ausgezeichnete Lage in bezug auf die Geschwindigkeitsachse der Kanalstrahlen haben, nämlich die Ebene der tieferen Bahn („Einstoßbahn"), aus welcher das Leuchtelektron beim Eintritt des stoßenden Kraftfeldes herausgehoben wird, und die Ebene der höheren Bahn („Ausstoßbahn"), in welche das Leuchtelektron beim Austritt des stoßenden Kraftfeldes gehoben ist.

Je kleiner der Winkel zwischen der Geschwindigkeitsachse einerseits und den Ebenen der Einstoß- und Ausstoßbahn andererseits ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit für die Anregung der den zwei Bahnen zugeordneten Linie zum Stoßleuchten. Für eine jede Serienlinie existiert somit eine Lage der Ausstoßbahn (Anfangsbahn

der Emission) in bezug auf die Geschwindigkeitsachse, für welche die Wahrscheinlichkeit der Stoßerregung ein Maximum hat. Zwar werden für verschiedene Serienlinien diese günstigsten Lagen der Ausstoßbahnen (Anfangsbahnen) nur wenig von der Parallelität zur Geschwindigkeitsachse abweichen; indes werden die Winkel zwischen der Geschwindigkeitsachse und den Drehachsen der emittierenden Atomionfelder für diese günstigsten Lagen der Anfangsbahnen stark voneinander abweichen gemäß den oben gemachten Darlegungen. Und da die Axialität der Polarisation und der Intensität von der Lage der Drehachsen der emittierenden Atomionfelder bestimmt wird, so werden die Polarisationen und die Intensitätsaxialitäten verschiedener Linienarten im Stoßleuchten der Kanalstrahlen merklich voneinander abweichen.

Die vorstehenden Überlegungen hinsichtlich der für die Anregung günstigsten Lage der Ausstoßbahnen gelten ebensowohl für das Stoßleuchten der Kanalstrahlen selber (Stoßleuchten der bewegten Linien), wie für das Stoßleuchten der von den Kanalstrahlen gestoßenen ruhenden Atome (Stoßleuchten der ruhenden Linien). Hinsichtlich der Polarisation stimmen darum die bewegten und die ruhenden Linien im Stoßleuchten überein. Dagegen ist ein Unterschied im Vorzeichen der Intensitätsdissymmetrie für ruhende und bewegte Linien im Stoßleuchten zu erwarten. Durch den Stoß wird ja das Leuchtelektron vom Atomkern weg auf eine höhere Bahn gehoben; da das Atomionfeld einseitig ist, so ist auch die Verschiebung der Leuchtelektrons im Stoß einseitig und zwar wird es am stoßenden Kanalstrahlenteilchen entgegengesetzt zur Geschwindigkeit, am gestoßenen ruhenden Atom in der Richtung der Geschwindigkeit verschoben. Fällt also für eine stoßleuchtende Linie die Drehachse des Atomionfeldes nahezu mit der Geschwindigkeitsachse zusammen, und blickt ein Beobachter in der Geschwindigkeitsachse entgegengesetzt zur Geschwindigkeit, so sieht er das bewegte Atomionfeld von der Rückseite, dagegen das ruhende Atomionfeld von der Vorderseite. Jenes, das bewegte Atomionfeld, strahlt also seine Linie überwiegend von dem Beobachter weg, dieses das ruhende Atomionfeld dagegen überwiegend auf ihn zu.

Was die axiale Ordnung von Linienträgern durch ihre Bewegung infolge der streifenden Einwirkung molekularer Kraftfelder betrifft, so ist folgendes zu erwarten. Diese streifenden Einwirkungen werden von viel schwächeren Kräften, als die gewöhnlichen gaskinetischen oder gar die Emission erregenden Stöße bereits für relativ sehr große Abstände vom Molekülzentrum, also für sehr große molekulare Wirkungsradien hervorgebracht und treten darum auch bei so niedrigen Gasdrucken ins Spiel, bei welchen die zündenden Stöße verhältlich sehr selten sind. Sie suchen im Durchschnitt die Atomionfelder so zu drehen, daß die Ebene des auf einer Anfangsbahn umlaufenden Elektrons parallel der Geschwindigkeitsachse zu stehen kommt. Da angenähert die gleiche Einstellung die Anfangsbahn im Stoßleuchten hat, so besteht hinsichtlich der Axialität der Polarisation Übereinstimmung zwischen der axialen Ordnung durch Bewegung und der Ordnung durch Stoß. Doch darf man hinsichtlich der Intensitätsdissymmetrie mit einem Unterschied der zwei Fälle rechnen. In der Tat stellt sich ein bewegtes Atomionfeld unter der Einwirkung vorbeistreifender molekularer Kraftfelder, wie die Erfahrung lehrt, so ein, daß seine Vorderseite in die Richtung der Geschwindigkeit schaut, während es im bewegten Stoßleuchten entgegengesetzt dazu gerichtet ist und strahlt.

Nach diesen umständlichen, aber notwendigen theoretischen Überlegungen seien nunmehr die Ergebnisse unserer Beobachtungen mitgeteilt.

Bei den Beobachtungen über die Polarisation stand die Sehachse senkrecht auf der Geschwindigkeitsachse eines zylindrischen Kanalstrahlenbündels von 2 mm Dicke. *He*-Kanalstrahlen, die in Wasserstoff verliefen und eine Geschwindigkeit von (3,2 bis 6,4) $\cdot 10^7$ cm/sec besaßen, lieferten bewegte *He*-Linien, *H*-Kanalstrahlen von (4 bis 10) $\cdot 10^7$ cm/sec Geschwindigkeit, die in Helium verliefen, lieferten ruhende *He*-Linien. Gemessen wurde unter diesen Versuchsbedingungen das Verhältnis der parallel der Geschwindigkeitsachse schwingenden Intensität J_p zu der senkrecht dazu schwingenden Intensität J_s.

Resultate: Die Polarisation tritt sowohl an den ruhenden wie an den bewegten *He*-Linien auf; auch stimmen die Vorzeichen der Polarisationen für dieselben Linien in den zwei Fällen miteinander überein; nur ist die Polarisation für das bewegte Leuchten im allgemeinen größer als für das ruhende Leuchten einer Linie.

Für die Linien der diffusen Nebenserie sowohl des Ortho- wie des Para-Heliums ist J_p erheblich größer als J_s; indes nimmt entlang der Serie die Polarisation rasch ab, sie ist also z. B. für die Linie $2p-5d = 00\bar{2}-0\bar{2}\bar{3}$ erheblich kleiner als für die *D*-Linie $2p-3d = 00\bar{2}-00\bar{3}$.

Für die Ortho-Hauptserienlinie

$$2s-3p = 01\bar{1}-01\bar{2}$$

ist J_s größer als J_p.

Gemäß den vorausgeschickten theoretischen Überlegungen lassen sich aus den vorstehenden Resultaten folgende Schlüsse ziehen. In dem

Kanalstrahlenbündel steht unter unseren Versuchsbedingungen für die Mehrzahl derjenigen Atomionfelder, welche die diffuse Nebenserienlinie $m = 3$ emittieren, die Drehachse nahezu senkrecht zur Geschwindigkeitsachse; für das nächste Glied $m = 4$ ist der Winkel zwischen diesen zwei Achsen von 90° merklich verschieden und noch mehr für das folgende Glied $m = 5$. Für die Hauptserienlinie 011—012 liegt unter unseren Versuchsbedingungen die Drehachse des sie emittierenden Atomionfeldes überwiegend angenähert parallel der Geschwindigkeitsachse.

Die Beobachtungen über die Axialität der Intensität führten wir unter den gleichen Versuchsbedingungen wie die Beobachtungen über die Polarisation durch, also an *He*-Kanalstrahlen in H_2 und an *H*-Kanalstrahlen in *He*. Wir verglichen die Intensitäten von *He*-Linien in drei Emissionsrichtungen, nämlich die Intensität J_{45} in einer Richtung, welche einen Winkel von 45° mit der Geschwindigkeit v bildete, die Intensität J_{90} für die Richtung von 90° Neigung gegen v und die Intensität J_{135} für eine Richtung von 135° gegen v. Wir stellten nämlich dicht an das Kanalstrahlenbündel zwei kleine Spiegel, von denen der eine gegen die auf v senkrechte Sehachse eine Neigung von $+22{,}5^0$, der andere eine Neigung von $-22{,}5^0$ angenähert hatte; unmittelbar am Kanalstrahlenrande hatten die Ränder der zwei Spiegel einen Abstand von 5 mm voneinander. Die Lichtemission aus diesem ungefähr 5 mm langen Stück des Kanalstrahlenbündels wurde also für die Emissionsrichtung 90° auf geradem Wege, für die Richtungen 45° und 135° auf dem Wege über je einen Spiegel gleichzeitig beobachtet.

Resultate: Für die diffusen Ortholinien $2p-3d = 00\bar{2}-00\bar{3}$ und $2p-4d = 00\bar{2}-01\bar{3}$ ist sowohl, wenn sie bewegt, als wenn sie ruhend sind, J_{90} größer als J_{45}. Für die bewegten Linien ist J_{135} etwas größer als J_{45}; dagegen ist für die ruhenden Linien J_{45} etwas größer als J_{135}.

Besonders groß ist die Intensitätsdissymmetrie für die Hauptserienlinie

$$3889 = 2s-3d = 01\bar{1}-01\bar{2}.$$

Für ihre Emission von seiten bewegter Träger ergab sich in einem Falle das Verhältnis J_{45}/J_{135} zu 0,68; dagegen kehrte sich dieses Verhältnis für ihre ruhende Emission auf 1,14 um. Das Verhältnis J_{90}/J_{45} ergab sich für die ruhende Emission im Durchschnitt zu 0,96.

Die vorstehenden Resultate sind in folgender Weise zu deuten. Unter unseren Versuchsbedingungen überwiegt in der ruhenden und in der bewegten Emission der Ortholinien das Stoßleuchten über das Nachleuchten. Für die zwei ersten diffusen Linien weicht die Drehachse der sie emittierenden Atomionfelder nur um einen kleinen Winkel von der Neigung 90° gegen die Geschwindigkeitsachse ab. Dagegen ist für die Linie $3889 = 011-012$ die Annäherung der Atomiondrehachse an die Geschwindigkeitsachse viel größer. Im Falle ihrer bewegten Emission ist die emittierende Atomionfeldseite entgegengesetzt zur Geschwindigkeit v gerichtet, im Falle der ruhenden Emission dagegen schaut die emittierende Atomionfeldseite in die Richtung von v.

Für die Paralinien sind unsere Beobachtungen wegen der Kleinheit ihrer Intensität in den Kanalstrahlen weniger zahlreich. Für die bewegten diffusen Linien

$$4922 = 2P-4D = 00\overset{+}{2}-01\overset{+}{3}$$

und

$$4388 = 2P-5D = 00\overset{+}{2}-02\overset{+}{3}$$

ergab sich das Verhältnis J_{90}/J_{45} im Mittel zu 1,20, das Verhältnis J_{45}/J_{135} für 4388 zu 1,07. Für die bewegte Hauptserienlinie

$$5016 = 2S-3P = 01\overset{+}{1}-01\overset{+}{2} \text{ war } J_{45}/J_{135}$$

gleich 1,13.

Diese Resultate sind so zu deuten. Bei den bewegten Paralinien überwiegt das Nachleuchten; dieses ist axial ähnlich wie das Stoßleuchten der Ortholinien geordnet, indes schaut bei ihnen, besonders bei 5016 die emittierende Atomionfeldseite in die Richtung von v.

Die Übereinstimmung zwischen den Beobachtungen über die Axialität der Emission von *He*-Linien und den entwickelten theoretischen Überlegungen und ebenso die oben gekennzeichnete Analogie zwischen den Komponentenserien des überlagerten *H*-Atomionfeldes und den Linienserien schwerer Elemente ist so weitgehend und vielfältig, daß die Axialität der Struktur von Atomionfeldern und damit von chemischen Atomen als erwiesene Tatsache gelten darf.

Die Erkenntnis der Axialität der Struktur der chemischen Atome ist von grundlegender und weittragender Bedeutung. Es ergeben sich aus ihr wichtige Folgerungen für die Atomdynamik. Es seien im Rahmen dieser vorläufigen Mitteilung nur folgende Hinweise gegeben.

Die Dunkelelektronen, welche im Atomrumpf gegenüber dem leuchtenden Atomionfeld umlaufen, bringen in diesem im allgemeinen ein magnetisches Feld mit einer bestimmten Achse hervor; auch vom Kern selber kann ein magnetisches Feld ausgehen. Beim *He*-Atom fallen die magnetische Achse des Dunkelelektrons und die magnetische Achse des Kerns mit der

Drehachse des emittierenden Atomionfeldes zusammen. Das Vorhandensein dieser magnetischen Felder im Gebiete des emittierenden Atomionfeldes gibt einen „inneren" Zeeman-Effekt an den Linien des Atomionfeldes.

Wie die spektralanalytische Erfahrung lehrt, ist dem energetisch tiefsten Zustand (tiefste Elektronenbahn) des Atomionfeldes des Wasserstoffs und des Heliums die Quantenformel 001 eigentümlich. Hieraus und aus anderen Überlegungen ziehe ich folgenden Schluß: Dem kleinsten Atomion, dem positiven Elementarquantum kleinster Masse, also dem H-Atomion, dem „Archion", aus welchem sich alle schwereren Atomionen aufbauen, ist eine Drehbewegung[1] um eine ausgezeichnete Achse und damit eine Eigenfrequenz ebenso immanent und eigentümlich wie die elementare elektrische Ladung. Das Maß für die elementare Drehbewegung des Archions ist sein Drehimpuls; dieser, der elementare Drehimpuls, ist gleich dem Planckschen Wirkungsquantum $h = 6{,}55 \cdot 10^{-27}$ g cm²/sec. Der elementare Drehimpuls h des Archions ist ebenso wie seine elementare elektrische Ladung eine selbständige universelle Konstante. Wie das elektrische Elementarquantum die ganzzahlige Quantisierung aller elektrischen Ladungen nach sich zieht, so verlangt der elementare Drehimpuls des Archions (Planckssches Elementarquantum) die ganzzahlige Quantisierung der Drehimpulse in den stabilen Zuständen der chemischen Atome.

Die ausführlichen Abhandlungen über die Gegenstände der vorliegenden vorläufigen Mitteilung werden voraussichtlich in den Annalen der Physik erscheinen.

Ullersricht bei Weiden/Oberpf., 6. Mai 1927.

(Eingegangen 10. Mai 1927.)

[1] Der Gedanke, daß dem Elektron eine zyklische Bewegung und somit eine Eigenperiode eigentümlich ist, wurde von mir bereits im Jahre 1907 (Physik. Zeitschr. 8, 881, 1907) ausgesprochen. Später (Die Prinzipien der Atomdynamik, S. Hirzel, Leipzig 1922, S. 88—91) habe ich diesen Gedanken für das Elektron und Archion in geänderter Formulierung wiederholt.

BESPREHUNGEN.

J. Nikuradse, Untersuchung über die Geschwindigkeitsverteilung in turbulenten Strömungen. (Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens Heft 281.) Gr. 8°. IV und 44 S. Mit 51 Abbildungen und 16 Zahlentafeln. Berlin, VDI-Verlag. 1926. M. 6.—.

F. Dönch, Divergente und konvergente Strömungen mit kleinen Öffnungswinkeln. (Forschungsarbeiten auf dem Gebiete des Ingenieurwesens Heft 282.) Gr. 8°. IV und 58 S. Mit 28 Abbildungen und 20 Zahlentafeln. Berlin, VDI-Verlag. 1926. M. 7.50.

Die vorliegenden beiden Arbeiten sind als Dissertationen in Prandtls Institut für angewandte Mechanik entstanden, in dem seit mehreren Jahren intensiv an der Schaffung umfangreichen und gleichzeitig systematisch wohl geordneten experimentellen Materials über die turbulente Strömung gearbeitet wird. Und zwar bedeuten sie kräftige Vorstöße in zwei Gebiete, die bisher noch recht wenig, teilweise noch gar nicht, bearbeitet waren.

Die erste Arbeit von Nikuradse liefert die Geschwindigkeitsverteilung in runden, dreieckigen und viereckigen Rohren, ferner an der Oberfläche und im Innern eines viereckigen Kanals. Die Resultate werden gleichzeitig zur Prüfung des von Prandtl und v. Kármán aufgestellten Gesetzes benutzt, wonach für die Geschwindigkeitsverteilung sich die 1/7-Potenz-Beziehung ergibt, und liefern eine gute Bestätigung hierfür (bei $R = \frac{v \cdot r}{\nu} \simeq 100000$). Die an sich recht gute Übereinstimmung der Geschwindigkeitsverteilung in bestimmten Querschnitten des viereckigen Rohres und Kanales scheint mir durch Verbesserung eines Fehlers im Ansatz des Widerstandsgesetzes (S. 35) noch erheblich verbesserungsfähig.

Die zweite Arbeit von Dönch beschäftigt sich mit dem komplizierteren Problem der Strömung in divergenten und konvergenten Röhren und liefert auf gedrängtem Raum eine erstaunliche Fülle von experimentellen und theoretischen Ergebnissen. Die Versuchsdaten werden erstmalig benutzt zur Ermittlung der sogenannten „Turbulenz" und „freien Weglänge", zweier in neueren Prandtlschen Ansätzen eine wichtige Rolle spielender Größen. Ferner wird mit einem besonderen Verfahren das Widerstandsgesetz geprüft und gefunden, daß bei R 16000 bis 190000 das Blasiussche Gesetz nicht mehr gilt. In Übereinstimmung hiermit wird auch für die Geschwindigkeitsverteilung nicht das 1/7-, sondern ein 1/8-Potenzgesetz gefunden ($R \geq 200000$). Dabei ist allerdings zu bemerken, daß für eine sichere Feststellung dieses Ergebnisses die „Anlauflänge" erheblich größer sein dürfte.

Beide Arbeiten bedeuten sowohl für die Erforschung der turbulenten Strömung, wie auch für die praktische Hydraulik eine außerordentlich wertvolle Bereicherung.

L. Schiller.

E. Schrödinger, Abhandlungen zur Wellenmechanik. IX u. 169 S. Mit 12 Fig. Leipzig, J. A. Barth. 1927. Geh. M. 5.70, geb. M. 7.20.

Verfasser und Verlag haben sich ein Verdienst erworben dadurch, daß sie die in den Ann. d. Phys. veröffentlichen Abhandlungen (und eine aus den Naturwissenschaften) gesammelt zugänglich gemacht haben. Natürlich wäre es an sich erwünschter gewesen, wenn statt des Abdrucks der Originalarbeiten eine systematisch aufgebaute Darstellung hätte gegeben werden können. Das ist z. T. wohl noch nicht möglich, doch hat der Verf. eine „sachlich geordnete Inhaltsangabe" vorausgeschickt, in der eine Übersicht über die Abhandlungen gegeben wird, und dem Leser bestimmte Richtlinien für ein systematisches Studium vorgeschlagen werden, wodurch das Verständnis sicher wesentlich erleichtert werden wird. Harms.

Berichtigung

zum Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1927 (Physik. Zeitschr. **28**, 271 u. 275, 1927).

Es muß heißen:

Universität München. Kirchner: Kathoden und Kanalstrahlen mit Experimenten, 1.

Technische Hochschule Aachen. Seitz: Experimentalphysik: Enzyklop. Kursus (Schall, Licht, Wärme), 2; Theorie der Wechselströme, 2; Physikal. Praktikum für Bauingenieure, 2; Anleitung zu wissenschaftlichen Arbeiten, täglich.

Tagesereignisse.

Während der 40. Hauptversammlung des Vereins für Chemiker in Essen findet eine **Ausstellung für chem. Apparatewesen** (Achema V) statt. Prospekte für die Ausstellung sind schon jetzt von der Geschäftsstelle der Achema, Seelze bei Hannover, zu beziehen.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Tübingen Dr. Franz Adickes für Chemie, an der Universität Erlangen Dr. Rudolf Scholder für Chemie, an der Universität Berlin Dr. Leo Szilárd für Physik, an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. E. Steinhoff für Chemische Technologie.

Ernannt: Dr. David Aufhäuser zum Honorarprofessor für Brennstoffe und Verbrennung an der Technischen Hochschule Berlin, der Privatdozent an der Universität Freiburg im Br. Dr. Wolfgang Krull zum a. o. Professor der Mathematik ebenda, der Privatdozent an der Universität Greifswald Dr. O. Reinkober zum nichtbeamteten a. o. Professor für Physik, Professor Dr. Enrique Moles zum ord. Professor der anorganischen Chemie an der Universität Madrid, Dr. G. J. Robertson zum Professor für Chemie an der Universität St. Andrews (an Stelle des zurückgetretenen Professor Dr. G. Mc Owan).

Ehrung: Dem ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Berlin Geh. Regierungsrat Dr. Max Planck wurde die Goldene Medaille des Franklin Instituts in Philadelphia zugesprochen.

Gestorben: Der a. o. Professor für Mikroskopie an der Universität Jena Dr. Hermann Ambronn, der ord. Professor der Mathematik an der Montanistischen Hochschule Leoben Dr. Alois Walter, der frühere ord. Professor der Mathematik an der Universität Tübingen Dr. Ludwig Maurer, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Innsbruck Dr. Anton Gmeiner, der ord. Professor der Physikalischen Chemie an der Deutschen Universität Prag Dr. Viktor Rothmund.

Angebote.

Physiker

mit abgeschlossener **Universitätsausbildung** für Entwicklungsarbeiten auf dem Gebiete der **Vakuum- und Gasentladungstechnik** mit gründlicher physikalischer Allgemeinbildung, Nebenfach möglichst anorganische Chemie oder Metallographie, **gesucht.** Angebote mit selbstgeschriebenem Lebenslauf und Zeugnisabschriften sowie Angabe der Gehaltsansprüche und des frühesten Eintrittstermines erbeten unter Kennwort „Physik" an die Angestellten-Vermittlungsstelle bei den Direktionen der Siemensfirmen, Verwaltungsgebäude, Berlin-Siemensstadt

Gesuche.

Suche zu kaufen und erbitte Angebot:

Hochspannungs-Gleichstrom-Dynamo-Maschine

mit veränderlicher Spannung von ca. 300 bis 3000 Volt, kleiner Leistung zum Experimentieren, mit elektr. Entladungen in verdünnten Gasen.

Ferner: **Motor dazu, 110 Volt Gleichstrom**

FRANZ MÜHLDORF / BUCHHANDLUNG
CZERNOWITZ / BUKOWINA.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.